

ORSAY
Série A,
n° d'ordre
523

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Richard SCHAEFFER

UN MODELE MICROSCOPIQUE POUR LA DIFFUSION
INELASTIQUE DE PROTONS A BASSE ET MOYENNE ENERGIE

Soutenue le 25 juin 1969 devant la Commission d'Examen

M. JEAN

Président

Mme BENOIST GUEUTAL

Mme FARAGGI

M. RAYNAL

M. THIRION

Examineurs

RAPPORT CEA-R-4000

UN MODELE MICROSCOPIQUE POUR LA DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS A BASSE ET MOYENNE ENERGIE

par

Richard SCHAEFFER

E R R A T U M

Intercaler au verso de la page de remerciements la
page ci-jointe



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552201_0020

Je tiens aussi à remercier B. MAYER et G. VALLOIS. Ils ont déterminé les paramètres optiques non publiés qui m'étaient nécessaires dans ce travail.

Les nombreuses discussions avec les physiciens de Saclay et d'autres laboratoires m'ont été d'un grand profit. Les remarques critiques de A. BERNSTEIN et G.R. SATCHLER ont largement contribué à améliorer ce travail. Je leur en suis très reconnaissant.

Ce travail a nécessité de nombreux calculs numériques. Je remercie M.A. AMOUYAL, Chef du Département de Calcul Electronique ainsi que M. MENGIN et M. GUERIN pour les facilités d'accès à l'ordinateur I.B.M.360-75.

L'assistance technique de M. FROISSART et J.F. RENARDY m'a permis d'utiliser à plein les possibilités de cette machine. Je les en remercie.

Pour me permettre de vérifier mes premiers résultats numériques, G. VALLOIS a bien voulu mener parallèlement des calculs avec le programme JULIE. Je lui en exprime toute ma reconnaissance.

Mademoiselle C. CHEVEREAU m'a apporté une aide inestimable dans la tâche ingrate du dépouillement des résultats. Je lui exprime ma profonde gratitude.

Je tiens à remercier les opérateurs de l'I.B.M. 360-75 dont la compétence et le dévouement m'ont permis de mener rapidement à bien ces calculs.

Madame E. COTTEVERTE a dactylographié le texte avec autant de soin que de rapidité. Madame F. LEFEVRE a bien voulu le relire et le corriger. Je leur exprime mes plus vifs remerciements.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur JEAN d'avoir bien voulu présider la soutenance de cette thèse et à Madame P. BENOIST-GUEUTAL d'avoir accepté de patronner ce travail.

ORSAY
Série A,
n° d'ordre
523

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Richard SCHAEFFER

**UN MODELE MICROSCOPIQUE POUR LA DIFFUSION
INELASTIQUE DE PROTONS A BASSE ET MOYENNE ENERGIE**

Soutenue le 25 juin 1969 devant la Commission d'Examen

M. JEAN

Président

Mme BENOIST GUEUTAL

Mme FARAGGI

M. RAYNAL

M. THIRION

Examineurs

CRASY
28m 4
n° 4210
234

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Hubert SCHAEFFER



UN MODELE MICROSCOPIQUE POUR LA DIFFUSION
INELASTIQUE DE PROTONS A BASSE ET MOYENNE ENERGIE

Soutenue le 28 juin 1970 devant la Commission d'Examen

M.	LEON	Président
Mme	BENOIST GRUBAL	
Mme	BARAGGI	
M.	RAYNAL	Examinateur
M.	THIRION	

REMERCIEMENTS

Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour les facilités de travail qui m'ont été accordées.

Il m'est très agréable d'exprimer ma profonde gratitude au Professeur C. BLOCH pour m'avoir accueilli dans le Département de Physique Théorique et procuré les meilleures conditions de travail.

J. RAYNAL a dirigé les recherches qui sont l'objet de cette thèse. Je tiens à le remercier pour tous les conseils, les encouragements et les suggestions qu'il n'a cessé de me prodiguer.

J'ai largement bénéficié, depuis mes débuts dans la Recherche, de nombreuses discussions avec V. GILLET. Je l'en remercie très sincèrement.

L'intérêt que Madame H. FARAGGI et Monsieur J. THIRION ont porté à ce travail a été pour moi un grand stimulant. Je leur en suis très reconnaissant.

Le début de ce travail a été réalisé en collaboration avec D. AGASSI. Nous avons continué à avoir de nombreux échanges et je tiens à le remercier.

Je remercie également C. MAHAUX, E. BREZIN et R. BALIAN pour la part qu'ils ont pris à la rédaction du premier chapitre sur le formalisme.

L'interprétation théorique d'expériences faites à Saclay m'a fourni l'occasion d'apprécier l'aide efficace que m'ont apporté J. PICARD et l'équipe du Tandem ainsi que Madame KOSSANYI, P. ROUSSEL et l'équipe du Cyclotron. Je les remercie vivement pour leur amicale collaboration qui nous a permis d'affiner certaines des idées exposées dans cette thèse.

P L A N

INTRODUCTION	1
--------------	---

CHAPITRE I

L'AMPLITUDE DE DIFFUSION ET LA SECTION EFFICACE	3
A - EXPRESSION DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION EN FONCTION DES ELEMENTS DE MATRICE DE L'INTERACTION NUCLEON-NUCLEON	3
I - L'hamiltonien de particules indépendantes	3
II - La description phénoménologique de l'hamiltonien de particules indépendantes	6
a) L'hamiltonien du modèle des couches	7
b) L'hamiltonien optique	8
III - L'interaction résiduelle	9
IV - L'hypothèse fondamentale dans la description des états liés	9
V - Expression formelle de l'amplitude de diffusion	11
B - LE DEVELOPPEMENT EN ONDES PARTIELLES	16
I - Les ondes partielles	16
II - Le formalisme de l'hélicité nucléaire	17
a) Les états liés	18
b) Les états de diffusion	18
c) L'interaction nucléon-nucléon	19
III - L'amplitude de diffusion et la section efficace	20

CHAPITRE II

LA DESCRIPTION DES ETATS LIES	24
I - La transformation de Bogoliubov-Valatin	25
II - L'équation séculaire dans l'approximation de Tamm-Dancoff	27

III - L'approximation des phases aléatoires	29
IV - La force phénoménologique	31

CHAPITRE III

MECANISMES DE REACTION ET MODELES	33
A - LES EFFETS D'ECHANGE	34
I - L'approximation de courte portée	34
II - Les effets de portée finie	36
B - LES ETATS COLLECTIFS ET LES PROCESSUS D'EXCITATION COHERENTE	39
I - La description des états liés	39
II - La diffusion inélastique	41
C - FACTEURS DE FORME ET REGLES DE SELECTION	43
I - Les facteurs de forme usuels	43
II - Les états de parité naturelle	45
a) L'excitation cohérente des configurations 1p-1t	45
b) Excitations $\Delta S = 0$ et transfert de spin	46
c) L'effet de surface	49
d) Comparaison avec la diffusion coulombienne	50
e) Effets des interactions $\vec{L} \cdot \vec{S}$ et tenseur	51
III - Les états de parité non naturelle	52

CHAPITRE IV

LES NOYAUX A DOUBLE COUCHE COMPLETE	55
A - LES PARAMETRES DU CALCUL	57
B - LA CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE	59
I - Les états 3^- et 5^- les plus bas de ^{40}Ca	59

II - Les autres noyaux à double couche complète	60
C - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES	61
I - Les effets d'échange	62
a) Approximation de Born	62
b) Approximation des ondes distordues	65
II - Le modèle nucléaire	65
III - La force nucléon-nucléon	65
IV - Le choix des états du modèle des couches	66
V - Le choix du potentiel optique	66
a) Le modèle vibrationnel	66
b) Le modèle microscopique	68
VI - L'orthogonalité des fonctions d'onde libres et liées	68

CHAPITRE V

LES NOYAUX A UNE COUCHE OUVERTE	71
A - LES RESULTATS	71
I - Les états 3^-	72
II - Les états 2^+	73
B - LE TEST QUANTITATIF DES AMPLITUDES SPECTROSCOPIQUES	74
I - Les états 3^-	75
II - Les états 2^+	76
CONCLUSION	84
APPENDICE A	86
APPENDICE B	89
APPENDICE C	91
APPENDICE D	97
REFERENCES	100
LEGENDE DES FIGURES	103

UN MODELE MICROSCOPIQUE POUR LA DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS A BASSE ET MOYENNE ENERGIE

INTRODUCTION

Un modèle microscopique pour la diffusion inélastique de protons à basse et moyenne énergie est intéressant à plusieurs points de vue. La compréhension du mécanisme d'interaction nucléon-noyau est d'une part l'étape indispensable dans la description de réactions plus complexes. D'autre part, une théorie quantitative de la diffusion (pp') est un outil spectroscopique extrêmement puissant qui rend possible l'étude des fonctions d'onde des états excités du noyau à l'aide de cette réaction.

Nous nous intéressons plus particulièrement dans ce travail aux niveaux collectifs, caractérisés par le grand nombre de nucléons qui participent à l'excitation. Dans ce cas, les effets de moyenne dans l'amplitude de diffusion réduisent fortement le nombre de paramètres entrant dans le calcul, notamment pour la force nucléon-nucléon dont seules les composantes indépendantes du spin contribuent. Pour cette raison d'ailleurs, le taux de transition électromagnétique est généralement utilisé pour caractériser ces états et faire la distinction entre les divers modèles nucléaires. Il n'est cependant sensible qu'aux excitations de protons et ne donne une information complète sur la collectivité du niveau considéré que dans le cas d'un état de spin isotopique $T = 0$ où protons et neutrons jouent le même rôle. L'approximation des phases aléatoires (R.P.A.) s'est ainsi révélée très bonne pour les noyaux à double couche complète (^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca). Lorsque l'une au moins des couches est ouverte, une autre expérience sensible aux neutrons du noyau est nécessaire pour préciser le rôle de ces derniers. La diffusion (pp') à basse et moyenne énergie est, à cet égard, privilégiée car l'interaction nucléon-nucléon est bien plus intense dans le système $p-n$ que dans le système $p-p$. Celle-ci a d'autre part une forme relativement simple. A plus haute énergie, par contre, il est nécessaire de faire intervenir une interaction effective pour éliminer les effets du coeur dur, avec toutes les complications qu'entraîne une force dépendant de la vitesse des particules.

Le modèle vibrationnel fournit, certes, déjà une interprétation commode des sections efficaces (pp') et permet de caractériser l'intensité de l'excitation par un paramètre de déformation $\beta_{pp'}$.

Il n'y a cependant pas de correspondance directe entre celui-ci et les fonctions d'onde microscopiques, alors que la déformation $\beta_{E.M.}$ obtenue par excitation coulombienne ou par diffusion inélastique d'électrons est très simplement reliée à la valeur moyenne de l'opérateur électromagnétique entre l'état initial et final du noyau. C'est pourquoi il est sans doute illusoire de vouloir obtenir des renseignements séparément sur les protons et sur les neutrons à l'aide des différences entre les paramètres $\beta_{pp'}$ et $\beta_{E.M.}$.

La simple extension du modèle vibrationnel, en remplaçant le facteur de forme phénoménologique par un facteur de forme calculé dans le cadre du modèle des couches s'est révélée fort décevante. Même dans des cas très simples comme celui de la diffusion sur un noyau avec une particule à l'extérieur d'une double couche complète, les sections efficaces sont bien trop faibles et l'accord pour les distributions angulaires généralement assez pauvre. D'un autre côté, pour des états collectifs qui sont connus pour être bien décrits par la R.P.A., grâce à d'autres expériences, il n'est pas possible d'obtenir un accord satisfaisant avec l'expérience de diffusion (pp'). Nous allons cependant voir que, grâce à l'antisymétrisation de la fonction d'onde de toutes les particules, libres et liées, protons et neutrons, une amélioration considérable va pouvoir être apportée à la description du mécanisme de réaction. Celle-ci permettra d'expliquer les effets les plus importants dans la diffusion (pp') et d'obtenir pratiquement en valeur absolue les sections efficaces pour de bonnes fonctions d'onde, sans renormalisation de l'interaction nucléon-nucléon libre.^[1]

Dans la première partie, nous exposons le formalisme que nous avons utilisé et mettons en évidence la part de phénoménologie qui reste dans notre théorie et aussi les approximations que nous avons faites. Nous passons ensuite en revue les divers modèles nucléaires qui décrivent les excitations collectives. Le chapitre III est entièrement consacré à des approximations simples que nous n'avons pas utilisé dans le calcul réel, mais qui permettent de dégager les phénomènes physiques essentiels. Enfin, dans la quatrième partie nous confrontons, pour les noyaux d'isospin $T = 0$, notre modèle avec l'expérience, ce qui nous permettra ensuite d'étudier les noyaux à une seule couche fermée et de voir la différence entre les excitations réelles et les descriptions microscopiques qui en ont été données.

CHAPITRE I

L'AMPLITUDE DE DIFFUSION ET LA SECTION EFFICACE

A - EXPRESSION DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION EN FONCTION DES ELEMENTS

DE MATRICE DE L'INTERACTION NUCLEON-NUCLEON

Dans une description microscopique de la diffusion (pp'), il est nécessaire de traiter de façon symétrique la particule incidente et les N nucléons du noyau. Ceci nous permettra de tenir compte aisément de l'antisymétrisation de la fonction d'onde des $N+1$ particules. Nous éviterons d'entrer dans la complexité du problème à N corps en utilisant l'approximation des ondes distordues (D.W.B.A.) qu'il est cependant nécessaire de reformuler lorsque les fonctions d'onde sont antisymétrisées. Nous montrerons ensuite comment l'élément de matrice de la D.W.B.A. est relié aux éléments de matrice à deux corps de la force nucléon-nucléon. Cela nous permettra de déterminer les descriptions des états excités du noyau cible susceptibles d'être testées par la diffusion inélastique de protons.

I - L'HAMILTONIEN DE PARTICULES INDEPENDANTES

L'hamiltonien H du système est la somme des énergies cinétiques des $N+1$ particules et des interactions à deux corps entre celles-ci :

$$\begin{aligned} H &= \mathcal{T} + U \\ \mathcal{T} &= \sum_{i=1}^{N+1} t_i \\ U &= \sum_{i > j=1}^{N+1} v_{ij} \end{aligned} \quad (1)$$

v_{ij} est la force entre les nucléons libres. Nous allons séparer H en un hamiltonien de particules indépendantes et une interaction résiduelle :

$$H = H_0 + V \quad . \quad (2)$$

Nous ne supposons pas H_0 hermitique, car le potentiel optique que nous utiliserons pour les particules libres ne l'est pas. Les opérateurs de création et d'annihilation d'une particule dans l'état (x) sont désignés respectivement par $\bar{a}_x$ et a_x , $\bar{a}_x$ étant en général différent de a_x^+ . Ceci nous conduit à introduire les deux vides $|0\rangle$ et $\langle\bar{0}|$ tels que :

$$a_x|0\rangle = 0 \quad \text{et} \quad \langle\bar{0}|\bar{a}_x = 0 \quad . \quad (3)$$

Nous rappelons en appendice (A) les propriétés essentielles qui permettent l'utilisation d'une telle base en seconde quantification telles qu'elles ont été données par R. Balian et E. Brézin^[2]. H_0 est un hamiltonien à un corps comportant des états liés et des états libres :

$$H_0 = \sum_i \varepsilon_i \bar{a}_i a_i + \sum_{\sigma} \int d\vec{k} \varepsilon(\vec{k}) \bar{a}_{\vec{k},\sigma} a_{\vec{k},\sigma} \quad , \quad (4)$$

i désigne un état lié par rapport à un point pris comme origine. L'énergie de cet état est ε_i . De même $(\vec{k},\sigma)$ désigne un état libre, d'énergie $\varepsilon(\vec{k})$, et défini par la forme asymptotique de la fonction d'onde à une particule :

$$\langle\vec{r}|\bar{a}_{\vec{k},\sigma}|0\rangle = \langle\vec{r}|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle \quad \vec{r} \rightarrow \infty \quad \left\{ e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}|\sigma\rangle + \sum_{\sigma'} f_{\sigma\sigma'}(\vec{r}) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} |\sigma'\rangle \right\} \quad (5)$$

Nous avons choisi de prendre des états à comportement en onde plane plus onde sortante. Nous supposons que l'hermitique associé a_1^+ d'un opérateur a_1 relatif à un état lié est $\bar{a}_1$. Les opérateurs $\bar{a}$ et a vérifient les relations de commutation de fermions :

$$\left[\bar{a}_i, a_j \right]_+ = \left[a_i^+, a_j \right]_+ = \delta_{ij} \left[\bar{a}_{\vec{k}',\sigma'}, a_{\vec{k},\sigma} \right]_+ = \delta_{\sigma\sigma'} \delta(\vec{k}-\vec{k}') \quad (6)$$

les autres commutateurs étant nuls. Les états liés forment donc un système orthonormal et sont orthogonaux aux états libres. Ces derniers cependant, ne sont pas orthogonaux entre eux, ce qui nous amènera à définir un système biorthogonal de fonctions d'onde à une particule. Soit :

$$|\bar{\chi}_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = a_{\vec{k},\sigma}^{+} |\bar{0}\rangle$$

le vecteur est orthogonal à $|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle$:

$$\langle \bar{\chi}_{\vec{k}',\sigma'}^{(+)} | \chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)} \rangle = \delta_{\sigma\sigma'} \delta(\vec{k}-\vec{k}') .$$

Si nous posons :

$$\Omega_{\sigma\sigma'}(\vec{k},\vec{k}') = \langle \chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)} | \chi_{\vec{k}',\sigma'}^{(+)} \rangle ,$$

et si nous appelons ω l'inverse de Ω dans le sous-espace des états libres à une particule de H_0 , nous avons la relation :

$$|\bar{\chi}_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = \sum_{\sigma'} \int d\vec{k}' \omega_{\sigma\sigma'}(\vec{k},\vec{k}') |\chi_{\vec{k}',\sigma'}^{(+)}\rangle .$$

L'existence de ω résulte du fait que les vecteurs $|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle$ sous-tendent tout l'espace des états libres de H_0 . La relation de complétion s'écrit, dans cet espace :

$$\sum_{\sigma} \int d\vec{k} |\bar{\chi}_{\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle \langle \chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)}| = 1 . \quad (7)$$

La matrice S relative à H_0 est, pour un système d'une seule particule :

$$\langle \vec{k}\sigma | S_0 | \vec{k}',\sigma' \rangle = \frac{km}{(2\pi)^3} \langle \chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)} | \chi_{\vec{k}',\sigma'}^{(+)} \rangle^{1)} \quad (8)$$

1) Le coefficient $\frac{km}{(2\pi)^3}$ vient de ce que, dans la définition de la matrice S , les fonctions d'onde sont normalisées en $\delta(E-E')$.

à condition de définir, selon Biedenharn^[3],

$$\left. \begin{aligned} |\chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle & \quad \text{par} \quad (H_0^+ - E) |\chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle = 0 \\ \langle \vec{r} | \chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)} \rangle & \xrightarrow{|\vec{r}| \rightarrow \infty} \left[e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} |\sigma\rangle + \sum_{\sigma'} f'_{\sigma\sigma'}(\vec{r}) \frac{e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{r} |\sigma'\rangle \right] \end{aligned} \right\} (9)$$

$|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle$ a donc un comportement asymptotique d'onde plane plus onde entrante, et est liée, d'après (7) et (8) à $|\bar{\chi}_{\vec{k},\sigma'}^{(+)}\rangle$ par :

$$|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle = \frac{(2\pi)^3}{km} \sum_{\sigma'} \int d\vec{k}' \langle \vec{k}\sigma | S_0 | \vec{k}',\sigma' \rangle^* |\bar{\chi}_{\vec{k}',\sigma'}^{(+)}\rangle \quad (10)$$

ce qui nous permet de définir :

$$\left. \begin{aligned} b_{\vec{k},\sigma} &= \frac{(2\pi)^3}{km} \sum_{\sigma'} \int d\vec{k}' \langle \vec{k}\sigma | S_0 | \vec{k}',\sigma' \rangle a_{\vec{k}',\sigma'} \\ \text{et} \quad \langle \chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)} | &= \langle \bar{0} | b_{\vec{k},\sigma} \end{aligned} \right\} (11)$$

Nous rappelons que les matrices S et T sont reliées par (Ref.[38],p.186) :

$$\langle \vec{k}',\sigma' | S_0 | \vec{k}\sigma \rangle = \delta(E-E') \left\{ \delta(\hat{k}-\hat{k}') \delta_{\sigma\sigma'} - 2i\pi \langle \vec{k}',\sigma' | T_0 | \vec{k},\sigma \rangle \right\} ,$$

où nous avons posé : $E = \varepsilon(\vec{k})$ et $E' = \varepsilon(\vec{k}')$.

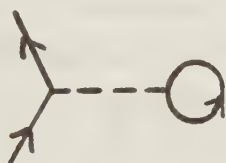
II - LA DESCRIPTION PHENOMENOLOGIQUE DE L'HAMILTONIEN DE PARTICULES INDEPENDANTES

Nous allons extraire H_0 de l'expérience, moyennant un certain nombre d'hypothèses. En effet, nous supposerons que l'ensemble des nucléons du noyau crée un champ moyen dans lequel chaque particule se déplace. La

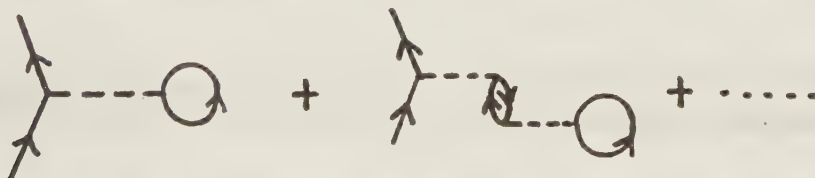
forme de ce champ est grossièrement donnée par la distribution de masse du noyau. A cet ordre d'approximation, les hypothèses sont les mêmes pour les états liés et les états libres. Pour cette raison, l'orthogonalité des fonctions d'onde libres avec les fonctions d'onde liées sera pratiquement assurée, comme nous le vérifierons au chapitre IV.

a) L'hamiltonien du modèle des couches

Les particules liées se répartissent dans les orbitales qui correspondent aux états liés du potentiel moyen. Leur énergie est donc obtenue directement par des expériences de stripping et de pick-up, qui donnent aussi le moment angulaire ℓ , et souvent, le spin total j de l'orbitale considérée. Ceci permet, avec une description raisonnable du potentiel moyen, d'obtenir les fonctions d'onde. Il faut cependant noter que les énergies extraites de l'expérience sont, en principe, différentes des énergies de particules indépendantes définies par la théorie de Hartree-Fock. En effet, outre l'énergie cinétique, ces dernières ne contiennent que la valeur moyenne sur les états occupés du potentiel à deux corps, symbolisée par :



Les énergies expérimentales contiennent toutes les contributions dues à des excitations intermédiaires



et ne sont pas des énergies de particules indépendantes. Néanmoins, nous les traiterons comme telles. De plus, nous supposerons qu'elles correspondent à des états liés d'un potentiel local. La diffusion (pp') n'est, comme nous le verrons plus loin, pas très sensible à la forme de ce dernier,

même pour des potentiels aussi différents que le puits harmonique et le puits de Saxon-Wood. En effet, seule intervient dans le processus d'excitation la moyenne des fonctions d'onde liées sur une région assez étendue, de l'ordre de 2 fm de part et d'autre du rayon du noyau.

b) L'hamiltonien optique

Si l'interaction résiduelle ne contient plus de termes donnant lieu à une diffusion élastique, l'hamiltonien à un corps doit, à lui seul, prédire la section efficace et les polarisations expérimentales. L'expression du potentiel moyen en fonction de la force à deux corps est essentiellement la même ^[4] que pour les états liés :

$$\langle i | V | i \rangle = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \dots$$

Néanmoins, pour des particules libres, les excitations intermédiaires introduisent des termes non réels dans ce potentiel. C'est pourquoi nous avons supposé que l'hamiltonien H_0 n'était pas hermitique. Une bonne approximation pour le potentiel est de le supposer local et de la forme :

$$V_0(r) = V_R f(r, a_V, r_V) + iW_R f(r, a_W, r_W) + i4a_S W_S \frac{d}{dr} f(r, a_S, r_S) + \frac{1}{2} \frac{1}{m_\pi} \left(V_{LS} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, a_{VL}, r_{VL}) + iW_{LS} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, a_{WL}, r_{WL}) \right) \vec{L} \cdot \vec{\sigma} \quad (12)$$

m_π est la masse du pion (en unités $\hbar = c = 1$) $\vec{L}$ le moment angulaire et $\vec{\sigma}$ le spin du nucléon incident.

L'expérience permet une détermination assez précise de ces paramètres. Il peut y avoir des ensembles de solutions ($a_1 \dots r_1 \dots$), mais les fonctions d'onde optiques correspondantes donnent des résultats voisins pour la diffusion (pp').

III - L'INTERACTION RESIDUELLE

H_0 doit, en principe, être défini à partir de l'interaction nucléon-nucléon libre v_{ij} , mais nous l'avons obtenu à partir de l'expérience.

L'interaction résiduelle V est la somme des potentiels à deux corps à laquelle on a retranché la partie de l'interaction entre les $N+1$ particules déjà incluse dans H_0 . En pratique, il est cependant plus simple de prendre $V = U$, en prenant soin d'omettre dans le calcul des contributions qui devraient être annulées par cette partie à un corps.

U s'écrit en seconde quantification à l'aide des opérateurs $\bar{a}$ et a , en fonction des éléments de matrice antisymétrisés de la force à 2 corps :

$$U = V_{BB} + V_{BF} + V_F \quad (13)$$

$$V_{BB} = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \gamma\delta \\ \text{liés}}} \langle \alpha\beta | v | \gamma\delta \rangle_A \bar{a}_\alpha \bar{a}_\beta a_\delta a_\gamma \quad (14)$$

$$V_{BF} = \sum_{\substack{\alpha\beta \\ \text{liés}}} \sum_{\sigma\sigma'} \int d\vec{k} d\vec{k}' \langle \bar{\chi}_{\vec{k},\sigma}^{(+)\alpha} | v | \chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)\beta} \rangle_A \bar{a}_{\vec{k},\sigma'} \bar{a}_\alpha a_\beta a_{\vec{k},\sigma} \quad (15)$$

V_F est la somme des termes contenant 1, 3 ou 4 opérateurs $\bar{a}_{\vec{k},\sigma}$ ou $a_{\vec{k},\sigma}$.

IV - L'HYPOTHESE FONDAMENTALE DANS LA DESCRIPTION DES ETATS LIES

Pour décrire l'interaction des $N+1$ particules, nous allons supposer résolu le problème relatif aux N particules liées, que nous traiterons plus en détail au chapitre II. Leur hamiltonien est défini par (2) mais dans l'espace à N particules le fondamental relatif à H_0 est l'état où les orbitales d'énergie les plus basses sont occupées.

L'intérêt du modèle des couches est de rendre l'interaction entre les nucléons suffisamment faible pour que seules les particules dans les orbitales voisines de la dernière remplie jouent un rôle important. C'est pourquoi V est diagonalisé dans cet espace réduit. La fonction d'onde antisymétrisée des N particules liées vérifie alors l'équation :

$$P(H-E_\lambda)P|\lambda\rangle = 0 \quad (16)$$

λ désigne tous les nombres quantiques relatifs à l'état lié, P est le projecteur sur l'espace de configuration restreint dans lequel $|\lambda\rangle$ est défini.

L'hypothèse fondamentale, qui nous permettra de simplifier considérablement la théorie de la diffusion, est que $|\lambda\rangle$ n'est décrit que par des particules dans les orbitales liées :

$$a_{\vec{k},\sigma}|\lambda\rangle = 0, \quad (17)$$

ce qui entraîne que :

$$P(V_{BF} + V_F)P = 0. \quad (18)$$

L'hamiltonien $P(H_O + V_{BB})P$ est hermitique, et les fonctions d'onde des états liés sont orthogonales :

$$\langle\lambda|\lambda'\rangle = \delta_{\lambda\lambda'}.$$

Nous allons maintenant démontrer une propriété intéressante de V_{BF} et V_F , qui découle de l'hypothèse (17).

Nous définissons les états à $N+1$ particules :

$$|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)\lambda}\rangle = \bar{a}_{\vec{k},\sigma}|\lambda\rangle \quad \text{et} \quad |\chi_{\vec{k}',\sigma'}^{(-)\lambda'}\rangle = b_{\vec{k}',\sigma'}^+|\lambda'\rangle.$$

L'élément de matrice $\langle\chi_{\vec{k}',\sigma'}^{(-)\lambda'}|V_{BF}|\chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)\lambda}\rangle$ a alors pour expression :

$$\sum_{\alpha\beta} \sum_{\sigma, \sigma_1} \int d\vec{k}_1 d\vec{k}_1' \langle \lambda' | b_{\vec{k}', \sigma'} \bar{a}_{\vec{k}_1', \sigma_1} a_{\alpha}^+ a_{\beta} a_{\vec{k}_1, \sigma_1} \bar{a}_{\vec{k}, \sigma} | \lambda \rangle \langle \bar{\chi}_{\vec{k}_1', \sigma_1}^{(+)} \alpha | v | \chi_{\vec{k}_1, \sigma_1}^{(+)} \beta \rangle_A$$

$$= \frac{(2\pi)^3}{km} \sum_{\sigma_1'} \int d\vec{k}_1 \langle \vec{k}', \sigma' | S_0 | \vec{k}_1', \sigma_1' \rangle \langle \bar{\chi}_{\vec{k}_1', \sigma_1'}^{(+)} \alpha | v | \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(+)} \beta \rangle_A \langle \lambda' | a_{\alpha}^+ a_{\beta} | \lambda \rangle$$

d'après les règles de commutation (6).

Utilisant (10), il vient :

$$\langle \chi_{\vec{k}', \sigma'}^{(-)} \lambda' | v_{BF} | \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(+)} \lambda \rangle = \sum_{\alpha\beta} \langle \lambda' | a_{\alpha}^+ a_{\beta} | \lambda \rangle \langle \chi_{\vec{k}', \sigma'}^{(-)} \alpha | v | \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(+)} \beta \rangle_A . \quad (19)$$

Nous remarquons que l'hypothèse (17) et la relation (13) entraînent :

$$\langle \chi_{\vec{k}', \sigma'}^{(-)} \lambda' | v_F | \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(+)} \lambda \rangle = 0 . \quad (20)$$

V - EXPRESSION FORMELLE DE L'AMPLITUDE DE DIFFUSION

Nous nous proposons d'écrire l'amplitude de diffusion comme somme de deux termes, l'un décrivant la diffusion élastique, l'autre la différence entre la diffusion élastique et l'amplitude de diffusion exacte. Le principe de cette séparation est la base de l'approximation D.W.B.A.. Nous partons d'un hamiltonien H_0 non hermitique décrivant la diffusion élastique et tenons compte de l'antisymétrisation.

Nous définissons donc :

$$H_1 = H_0 + V_{BB} \quad (21)$$

soit :

$$\left. \begin{aligned} H &= H_1 + V_1 \\ V_1 &= V - V_{BB} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

et nous considérons un système dans l'état initial $|\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle = p_{\vec{k},\sigma}^+ |\lambda\rangle$, $p_{\vec{k},\sigma}^+$ étant défini par :

$$\langle \vec{r} | p_{\vec{k},\sigma}^+ | 0 \rangle = \sqrt{\frac{km}{(2\pi)^3}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} |\sigma\rangle$$

et normalisé à :

$$\delta \left(\frac{k^2}{2m} - \frac{k'^2}{2m} \right) \delta(\hat{k} - \hat{k}') \delta_{\sigma\sigma'} .$$

Les fonctions d'onde $|\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle$, pour λ et σ fixés, ne sont pas linéairement indépendantes. En effet, soit a_i^+ un état occupé, dans l'état $|\lambda\rangle$, soit $a_i^+ |\lambda\rangle = 0$. Nous pouvons développer a_i^+ sur la base des ondes planes $p_{\vec{k},\sigma}^+$:

$$a_i^+ = \sum_{\sigma} \int d\vec{k} \alpha_i(\vec{k},\sigma) p_{\vec{k},\sigma}^+$$

et nous avons donc

$$\sum_{\sigma} \int d\vec{k} \alpha_i(\vec{k},\sigma) |\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle = 0 .$$

D'après Ekstein^[5], il n'y a donc pas d'hamiltonien dont $|\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle$ soit vecteur propre. Nous pouvons néanmoins écrire les équations de Lippman-Schwinger relatives à la diffusion par H_1 et H :

$$|\psi_{\lambda\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = |\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle + \frac{1}{E - H_1 + i\varepsilon} |(H_1 - E) \Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle \quad (23)$$

$$|\Psi_{\lambda\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = |\Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle + \frac{1}{E - H + i\varepsilon} |(H - E) \Phi_{\lambda\vec{k},\sigma}\rangle , \quad (24)$$

qui ont un comportement asymptotique d'onde plane plus onde sortante, et

$$|\psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle = |\Phi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}\rangle + \frac{1}{E-H_1^+-i\epsilon} |(H_1^+-E) \Phi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}\rangle, \quad (25)$$

qui a un comportement asymptotique d'onde plane plus onde entrante.

Celles-ci vérifient les équations :

$$(H_1 - E) |\psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = 0 \quad (26)$$

$$(H_1^+ - E) |\psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle = 0 \quad (27)$$

$$(H - E) |\Psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = 0 \quad (28)$$

E et k sont liés par :

$$E = \frac{k^2}{2m} + E_\lambda.$$

En raison de la restriction (17) de l'espace de configuration des états liés et des relations de commutation (6), les solutions de (23) et (25) sont :

$$|\psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(+)}\rangle = \sqrt{\frac{km}{(2\pi)^3}} \bar{a}_{\vec{k},\sigma} |\lambda\rangle \quad \text{et} \quad |\psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(-)}\rangle = \sqrt{\frac{km}{(2\pi)^3}} b_{\vec{k},\sigma}^+ |\lambda\rangle. \quad (29)$$

L'amplitude de la diffusion de l'état initial $|\Phi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}\rangle$ à l'état final $|\Phi_{\vec{\lambda}'\vec{k}',\sigma'}\rangle$ est (voir appendice B) :

$$T_{\vec{\lambda}'\vec{k}',\sigma';\vec{\lambda}\vec{k},\sigma} = \langle \vec{k}'\sigma' | T_0 | \vec{k}\sigma \rangle \delta_{\lambda\lambda'} + \langle \psi_{\vec{\lambda}'\vec{k}',\sigma'}^{(-)} | V_1 | \Psi_{\vec{\lambda}\vec{k},\sigma}^{(+)} \rangle. \quad (30)$$

Le premier terme ne contribue pas à la section efficace de diffusion inélastique.

Pour le second terme, nous ferons l'approximation usuelle de la D.W.B.A., qui consiste à le calculer au premier ordre en V_1 :

$$T_{fi} \neq \langle \psi_{\lambda' \vec{k}' \sigma'}^{(-)} | V_1 | \psi_{\lambda \vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle . \quad (31)$$

Nous calculons un processus inélastique. Cette contribution n'est pas incluse dans H_0 , et nous pouvons donc remplacer V par

$$U = \sum_{i=1}^{N+1} V_{ij} ,$$

soit

$$V_1 = V_{BF} + V_F .$$

Nous remarquons que, pour la diffusion élastique, le premier terme de (30) donne une contribution non nulle, et que, dans ce cas, nous devrions omettre le second terme, car nous avons déjà tenu compte de sa contribution dans H_0 .

D'après les relations (19) et (29), T_{fi} s'écrit alors :

$$T_{fi} = \frac{\sqrt{kk'}}{(2\pi)^3} \sum_{\substack{ii' \\ \text{liés}}} \langle \chi_{\vec{k}' \sigma'}^{(-)} | v | \chi_{\vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle_A \langle \lambda' | a_i^+, a_i | \lambda \rangle . \quad (32)$$

Les amplitudes $\langle \chi_{\vec{k}' \sigma'}^{(-)} | v | \chi_{\vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle_A = \langle \chi_{\vec{k}' \sigma'}^{(-)} | v | \chi_{\vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle - \langle \chi_{\vec{k}' \sigma'}^{(-)} | v | j \chi_{\vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle$ (33) contiennent toute la dynamique de la réaction. Leur calcul fera l'objet de la seconde partie de ce chapitre. Le premier terme du second membre de (33) est l'élément de matrice habituel de la D.W.B.A. et sera désigné comme étant le "terme direct". Le second est le terme d'échange que nous avons inclus dans nos calculs. Les quantités $\langle \lambda' | a_i^+, a_i | \lambda \rangle$ contiennent toute l'information sur la structure du noyau qu'il est possible d'extraire par une excitation à un corps. Leur calcul sera décrit dans le chapitre suivant. Si nous supposons que le fondamental du noyau cible a un spin nul, et l'état excité le spin JM , l'amplitude s'écrit :

$$T_{fi} = \frac{\sqrt{kk'}}{(2\pi)^3} \sum Z_{ii'}^J \langle \chi_{\vec{k}' \sigma'}^{(-)} | (i' i^{-1})^{JM} v | \chi_{\vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle \quad (34)$$

avec les définitions suivantes :

$i(i')$ désigne l'ensemble des nombres quantiques n, ℓ, j (n', ℓ', j')

$$A_{(ii'), JM}^+ = \sum (-)^{j-m} \langle j'm', j-m | JM \rangle a_{i', m}^+ a_{i, m} \quad (34a)$$

$$\langle \chi^{(-)}(i; i^{-1})_{JM} | v | \chi^{(+)} \rangle = \sum (-)^{j-m} \langle j'm', j-m | JM \rangle \langle \chi^{(-)}_{i'm'} | v | \chi^{(+)}_{im} \rangle \quad (34b)$$

a_{im}^+ crée une particule dans l'état (n, ℓ, j, m) du modèle des couches, et

$$\langle \vec{r} | n\ell j m \rangle = \sum_{\substack{m_\ell \\ m_s}} f_{n\ell j}(\vec{r}) \langle \ell m_\ell, \frac{1}{2} m_s | j m \rangle Y_m^\ell(\hat{r}) | \frac{1}{2} m_s \rangle \quad (35)$$

$$Z_{ii'}^J = \langle JM | A_{(ii'), JM}^+ | 00 \rangle$$

est indépendant de M d'après le théorème de Wigner-Eckart. Nous l'appellerons amplitude spectroscopique.

B - LE DEVELOPPEMENT EN ONDES PARTIELLES

Dans cette section, nous allons détailler le calcul des amplitudes $\langle \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(-)} | i' v | \chi_{\vec{k}, \sigma}^{(+)} | i \rangle_A$ tel qu'il sera fait en pratique. Les fonctions d'onde et le potentiel sont donnés dans la base $|\vec{r}\rangle$ et $|\sigma\rangle$. $\vec{r}$ est le rayon vecteur et σ le spin de la particule considérée, définis dans un repère (R). Nous éliminerons les variables angulaires en développant les fonctions d'onde optiques en ondes partielles et en utilisant les relations d'orthonormalité des harmoniques sphériques. Ceci est en général mené à bien en utilisant les coefficients de Clebsch-Gordan et de Racah. Raynal [6] a montré que, choisissant convenablement le repère dans lequel les fonctions d'onde sont écrites, il est possible de simplifier notablement ce calcul des coefficients géométriques.

I - LES ONDES PARTIELLES

Lorsque les spins sont projetés sur l'axe z de (R), les solutions de l'équation de Schrödinger du modèle optique sont de la forme :

$$\chi_{\vec{k}, \sigma}^{(\vec{r})} = \frac{4\pi}{kr} \sum_{\substack{j\ell m \\ \mu\mu' \\ \sigma'}} i^\ell \chi_{\ell j}^{(\ell, r)} \langle \ell \mu \frac{1}{2} \sigma | jm \rangle \langle \ell \mu' \frac{1}{2} \sigma' | jm \rangle Y_\ell^\mu(\hat{k}) Y_\ell^{\mu'}(\hat{r}) |\sigma'\rangle. \quad (36)$$

Le comportement asymptotique de $\chi_{\vec{k}, \sigma}^{(\vec{r})}$ est défini par celui de $\chi_{\ell j}^{(\ell, r)} \cdot \chi_{\ell j}^{(+)}(k, r)$ est la solution de :

$$\frac{d^2}{dr^2} \chi_{\ell j}^{(+)}(k, r) + \left[\frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + 2m V_{\ell j}^{(o)} - k^2 \right] \chi_{\ell j}^{(+)}(k, r) = 0$$

définie par son comportement asymptotique d'onde plane + onde sortante. Lorsque r est suffisamment grand pour que le potentiel nucléaire soit négligeable, $\chi_{\ell j}^{(+)}(k, r) \sim F_\ell(k, r) + C_{\ell j} [G_\ell(k, r) + i F_\ell(k, r)]$. $F_\ell(k, r)$ est la fonction coulombienne régulière et $G_\ell(k, r) + i F_\ell(k, r)$ est la fonction

coulombienne purement sortante. $\chi_{\ell j}^{(-)}(k, r)$ est définie par :

$$\frac{d^2}{dr^2} \chi_{\ell j}^{(-)}(k, r) + \left[\frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + 2m v_{\ell j}^{(o)*} - k^2 \right] \chi_{\ell j}^{(-)}(k, r) = 0$$

$$\chi_{\ell j}^{(-)}(k, r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} F_{\ell}(k, r) + C'_{\ell j} [G_{\ell}(k, r) - iF_{\ell}(k, r)]$$

$\chi_{\ell j}^{(-)*}(k, r)$ et $\chi_{\ell j}^{(+)}(k, r)$ sont des solutions de la même équation radiale avec le même comportement asymptotique. Elles sont donc égales :

$$\chi_{\ell j}^{(-)*}(k, r) = \chi_{\ell j}^{(+)}(k, r) \text{ et } C'_{\ell j} = C_{\ell j}^* .$$

Pour les fonctions d'onde optique, cette propriété se traduit par :

$$\chi_{\sigma}^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = \chi_{\sigma}^{(-)*}(-\vec{k}, \vec{r}) = \chi_{\sigma}^{(-)*}(\vec{k}, -\vec{r}) . \quad (37)$$

II - LE FORMALISME DE L'HELICITE NUCLEAIRE

Ce formalisme, développé par Raynal^[6], consiste essentiellement à projeter le spin d'une particule sur le rayon vecteur $\vec{r}$, au lieu d'utiliser sa projection sur un axe arbitraire (en général z de (R)). L'avantage de ce choix, outre la simplification de la géométrie, est de donner un aperçu beaucoup plus clair de la physique contenue dans les formules (cf chapitre III). Nous avons essayé de garder les mêmes notations que dans l'article original, sauf pour les intégrales des fonctions d'onde radiales où nous traitons les états libres et liés de façon symétrique.

Soient deux repères, l'un absolu (R) et l'autre (H) dont le 3ème axe est défini par $\vec{r}$. La rotation qui amène (R) sur (H) est définie par la donnée des angles d'Euler $\Omega_{\mathbf{r}} = (\varphi_{\mathbf{r}}, \theta_{\mathbf{r}}, \psi_{\mathbf{r}})$. $\varphi_{\mathbf{r}}$ et $\theta_{\mathbf{r}}$, que nous désignerons aussi par $\hat{\mathbf{r}}$ sont déterminés par la direction de $\vec{r}$

dans (R) . $\psi_{\vec{r}}$ est arbitraire et fixe l'orientation de (H) autour de $\vec{r}$.

a) Les états liés

L'expression usuelle (13) de la fonction d'onde d'une particule liée dans l'orbitale (n, ℓ, j) du modèle en couches est remplacée par :

$$\langle \vec{r} | j \ell m \rangle = \frac{\sqrt{2j+1}}{4\pi} \sum_{\lambda} \varphi_{\lambda}^{n,j}(\vec{r}) \mathcal{R}_{n,\lambda}^j(\Omega_{\vec{r}}) |\lambda\rangle \quad (38)$$

$\lambda = \pm \frac{1}{2}$ est la projection du spin sur $\vec{r}$. La relation entre les fonctions d'onde radiales φ et f est simple :

$$\begin{aligned} \varphi_{1/2}^{n,j}(\vec{r}) &= (-)^{\ell+j-1/2} f_{n,\ell,j}(\vec{r}) \\ \varphi_{-1/2}^{n,j}(\vec{r}) &= f_{n,\ell,j}(\vec{r}) . \end{aligned}$$

b) Les états de diffusion

Dans le développement en ondes partielles, en remplaçant σ' par l'hélicité nucléaire, et utilisant pour σ l'hélicité usuelle (l'axe z du repère (R) est alors défini par $\vec{k}$), nous obtenons :

$$\chi_{\vec{k},\sigma}^j(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{8\pi} k} \sum_{j\lambda} (2j+1) \chi_{\sigma\lambda}^j(k, r) \mathcal{R}_{\sigma\lambda}^{j*}(\Omega_{\vec{r}}) |\lambda\rangle \quad (39)$$

$\chi_{\sigma\lambda}^j$ a pour expression :

$$\chi_{\sigma\lambda}^j = \frac{1}{r} \left\{ i^{j-1/2} \chi_{\ell=j-1/2,j}^{(+)} + (-)^{\sigma-\lambda} i^{j+1/2} \chi_{\ell=j+1/2,j}^{(+)} \right\} \text{ si } \chi_{\vec{k},\sigma} = \chi_{\vec{k},\sigma}^{(+)}$$

et

$$\chi_{\sigma\lambda}^j = \frac{1}{r} \left\{ i^{1/2-j} \chi_{\ell=j-1/2,j}^{(+)} + (-)^{\sigma-\lambda} i^{-j-1/2} \chi_{\ell=j+1/2,j}^{(+)} \right\}^* \text{ si } \chi_{\vec{k},\sigma} = \chi_{\vec{k},\sigma}^{(-)} .$$

Comme pour les états liés, la donnée du nombre quantique ℓ (pour j fixé) est remplacée par celle de $\lambda = \pm 1/2$.

c) La force nucléon-nucléon

Considérons deux particules, respectivement en $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$, qui interagissent. Leurs hélicités nucléaires initiales sont λ_1 et λ_2 (qui sont donc les projections sur deux axes différents, $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$). Dans l'état final, elles sont λ'_1 et λ'_2 . Nous pouvons développer l'interaction dans cette base :

$$V(1,2) = \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda'_1 \\ \lambda_2 \lambda'_2}} |\lambda'_1\rangle |\lambda'_2\rangle v_{\lambda'_1 \lambda'_2 \lambda_1 \lambda_2}^{(1,2)} \langle \lambda_1 | \lambda_2 |$$

soit, en séparant les dépendances angulaires et radiales grâce à l'invariance de V par rotation :

$$V(1,2) = \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda'_1 \\ \lambda_2 \lambda'_2}} |\lambda'_1\rangle |\lambda'_2\rangle v_{\lambda'_1 \lambda'_2 \lambda_1 \lambda_2}^J \langle \lambda_1 | \langle \lambda_2 | \sum_{\mu} (-)^{\mu} R_{\mu, \lambda_1 - \lambda'_1}^{(J)}(\Omega_1) R_{-\mu, \lambda_1 - \lambda'_2}^{(J)}(\Omega_2)$$

$v_{\lambda'_1 \lambda'_2 \lambda_1 \lambda_2}^J$ peut être considéré comme un élément de matrice d'un opérateur V^J dans l'espace des spins. Si $\vec{\lambda}^{(1)}$ et $\vec{\lambda}^{(2)}$ sont les matrices de Pauli dans les repères respectivement liés à $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$, V^J s'écrit :

$$\begin{aligned} V^J(1,2) = & a^J(1,2) + b^J(1,2) \lambda_x^{(2)} + b^J(2,1) \lambda_x^{(1)} + c^J(1,2) \lambda_x^{(1)} \lambda_x^{(2)} \\ & + d^J(1,2) \lambda_z^{(1)} \lambda_z^{(2)} + ie^J(1,2) \lambda_z^{(1)} \lambda_y^{(2)} + ie^J(2,1) \lambda_y^{(1)} \lambda_z^{(2)} - f^J(1,2) \lambda_y^{(1)} \lambda_y^{(2)}. \end{aligned} \quad (40)$$

Raynal a montré que les 4 premiers termes contribuent uniquement aux transitions de parité naturelle ($\pi = (-)^J$), les 4 autres aux transitions de parité non naturelle ($\pi = -(-)^J$). Sur les formes explicites des matrices de Pauli λ_x et λ_y correspondent à une transition telle que $|\lambda' - \lambda| = 1$ et que λ_1 et λ_2 correspondent à $\lambda' - \lambda = 0$. Ces transferts d'hélicité remplacent les transferts de spin S et de moment angulaire L par lesquels l'on distingue habituellement les transitions. Pour une

interaction scalaire, $v_{12} = f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$, les multipôles de la force pour un transfert de spin J donné sont :

$$a^J(r_1, r_2) = (2J+1)V_J(r_1, r_2) \quad (41)$$

$$b^J = c^J = d^J = e^J = f^J = 0.$$

Pour une interaction $v_{12} = f(|r_1 - r_2|) \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$:

$$a^J = b^J = 0$$

$$c^J = -(2J+1) V_J(r_1, r_2)$$

$$d^J = J V_{J-1}(r_1, r_2) + (J+1) V_{J+1}(r_1, r_2) \quad (42)$$

$$e^J = \sqrt{J(J+1)} \{V_{J-1}(r_1, r_2) - V_{J+1}(r_1, r_2)\}$$

$$f^J = (J+1) V_{J-1}(r_1, r_2) + J V_{J+1}(r_1, r_2)$$

$V_L(r_1, r_2)$ est défini par :

$$f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = \sum_L (2L+1) V_L(r_1, r_2) P_L(\cos\theta_{12}).$$

III - L'AMPLITUDE DE DIFFUSION ET LA SECTION EFFICACE

Nous posons $h = (\ell_i, j_i, \sigma_i)$ et $h' = (\ell_f, j_f, \sigma_f)$, σ_i et σ_f sont les projections du spin respectivement sur $\vec{k}$ et $\vec{k}'$. Nous désignons par θ l'angle relatif de ces deux vecteurs.

Nous choisirons la normalisation de l'amplitude

$$f_{\sigma_f M, \sigma_i} = \frac{(2\pi)^2}{k} T_{fi}$$

pour que la section efficace soit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\sigma_i, \sigma_f \\ M}} f_{\sigma_f M, \sigma_i}^* f_{\sigma_f M, \sigma_i} , \quad (43)$$

pour un faisceau non polarisé initialement. (Nous rappelons que nous ne considérons que des transitions à partir d'un fondamental de spin nul). Un faisceau polarisé est décrit par sa matrice densité : $\rho = \frac{1}{2} (1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})$. La section efficace est alors ^[7] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{P}, \theta) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{\sigma_i, \sigma_i' \\ \sigma_j, M}} f_{\sigma_j M, \sigma_i}^* \langle \sigma_i | \rho | \sigma_i' \rangle f_{\sigma_j M, \sigma_i'} = (1 + p A(\theta)) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$$

p est la projection de $\vec{P}$ sur $\vec{k} \wedge \vec{k}'$.

De la mesure des sections efficaces pour deux valeurs opposées de p , on déduit l'asymétrie $A(\theta)$. Cette mesure se fait, soit en changeant le signe de $\vec{P}$ (à Saclay), soit pour la même polarisation $\vec{P}$, mais des directions de $\vec{k}_f$ symétriques par rapport à $\vec{k}_i$. $A(\theta)$ s'exprime en fonction de l'amplitude de diffusion :

$$A(\theta) = \frac{\sum_{\sigma_f, M} \text{Im}(f_{\sigma_f M, 1/2}^* f_{\sigma_f M, -1/2})}{2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)} . \quad (44)$$

Après développement en ondes partielles, et, compte tenu de l'antisymétrisation, l'amplitude de diffusion s'écrit :

$$f_{\sigma_f M, \sigma_i}^J(\theta) = \frac{m}{k_i k_f} \sqrt{\frac{k_f}{k_i}} \sum_{j_i j_f m_i} (-)^{j_i - 1/2} \sqrt{(2j_i + 1)(2j_f + 1)(2J + 1)} \\ \times \begin{pmatrix} j_i & j_f & J \\ m_i - \sigma_f & -M \end{pmatrix} r_{m_i, \sigma_i}^{(j_i)}(\theta) g_{j_f \sigma_f, j_i \sigma_i}^J \quad (45)$$

$g_{j_f \sigma_f, j_i \sigma_i}^J$ ne dépend que du potentiel d'interaction et des fonctions d'onde radiales. Nous pouvons écrire explicitement la somme sur les configurations i, i' et séparer le terme direct et le terme d'échange :

$$g_{j_f \sigma_f, j_i \sigma_i}^J = \sum_{ii'} z_{ii'}^J \Delta(h, h') \left[f_{i' h', i h}^J - \sum_{J'} (-)^{J+J'+j+j_i} \begin{Bmatrix} j_i & j' & J' \\ j & j_f & J \end{Bmatrix} f_{i' h', h i}^J \right] \quad (46)$$

$\Delta(h, h')$ est nul si ℓ_i ou ℓ_f sont respectivement différents de $j_i \pm 1/2$ et $j_f \pm 1/2$, et si $\pi(-)^{\ell_i + \ell_f}$ est négatif (règles de sélection dues au spin $1/2$ et à la parité). Dans les autres cas, il est égal à $i^{\ell_i - \ell_f} (-)^{(\sigma_i + 1/2)(j_i - \ell_i + 1/2) + (\sigma_f + 1/2)(j_f - \ell_f - 1/2)}$. Pour une transition de parité naturelle, nous avons :

$$f_{1'2'; 12}^J = G_{11}^J G_{2'2}^J \int dr_1 dr_2 \left[a^J(1,2) + \varepsilon_1 \alpha_{11}^J, b^J(2,1) + \varepsilon_2 \alpha_{22}^J, b^J(1,2) + \right. \\ \left. + \varepsilon_1 \varepsilon_2 \alpha_{11}^J, \alpha_{22}^J, c^J(1,2) \right] R_1(r_1) R_{1'}(r_1) R_2(r_2) R_{2'}(r_2) \quad (47)$$

R_n désigne une fonction d'onde radiale.

$R_n(r) = f_{\ell_n j_n}(r)$ si n désigne une particule liée

$R_n(r) = \chi_{\ell_n j_n}^{(+)}(r)$ si n désigne une particule libre.

(Nous rappelons que $\chi_{\ell_n j_n}^{(-)*}(\mathbf{r}) = \chi_{\ell_n j_n}^{(+)}(\mathbf{r})$).

G, ε et α sont des coefficients géométriques très simples :

$$G_{jj'}^J = (-)^{j+1/2} \sqrt{\frac{(2j+1)(2j'+1)}{2J+1}} \begin{pmatrix} j' & J & j \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$\varepsilon_{\ell j} = (-)^{\ell-j+1/2}$$

$$\alpha_{jj'}^J = \frac{(j + \frac{1}{2}) + (-)^{j+j'+J} (j' + \frac{1}{2})}{\sqrt{J(J+1)}} .$$

Pour les états de parité non naturelles a^J, b^J et c^J sont respectivement remplacés par d^J, e^J et f^J .

CHAPITRE II

LA DESCRIPTION DES ETATS LIES

Nous allons examiner le rôle de l'interaction résiduelle qui, du moins pour les états que nous étudierons, mélange fortement les états propres de h_0 . (Nous appelons h_0 la restriction de H_0 au sous-espace de ses états liés). Pour les noyaux à double couche complète, les approximations de Tamm-Dancoff (T.D.A.) et des phases aléatoires (R.P.A.) permettent de définir un opérateur Q^+ qui caractérise l'état excité $|JM\rangle$ à l'aide d'excitations particule-trou par rapport au fondamental $|00\rangle$ du noyau :

$$|JM\rangle = Q^+|00\rangle .$$

De nombreux calculs^[8] ont été faits (^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca et ^{208}Pb) à l'aide de ces méthodes.

Les noyaux à couches incomplètes ont un fondamental dégénéré dans le modèle des couches. Les orbitales peuvent être divisées en trois catégories : les orbitales du coeur, entièrement remplies (formant en principe une double couche complète), les orbitales de valence de la couche ouverte et les orbitales vides. Il faut^[9] en principe diagonaliser l'interaction résiduelle entre toutes les particules de valence avant de pouvoir tenir compte des excitations du coeur. Le nombre des états de base dans une telle diagonalisation est extrêmement élevé, de l'ordre du nombre de combinaisons des n particules de valence dans les p orbitales correspondantes. Si cependant nous nous limitons aux noyaux à une seule couche ouverte, nous pouvons faire l'hypothèse que l'effet de pairing est prépondérant. Ceci permet d'une part de lever la dégénérescence du fondamental en limitant raisonnablement les dimensions du problème et d'autre part d'utiliser les approximations T.D.A. et R.P.A. pour décrire les états excités.^[10]

Pour unifier la discussion des modèles T.D.A. et R.P.A., nous étudions d'abord le cas où le fondamental du modèle des couches est dégénéré pour une seule sorte de particules (protons ou neutrons), considérant les noyaux à double couche complète comme un cas particulier du précédent. Conformément à l'hypothèse faite au chapitre I, nous supposons que le système des N particules liées est régi par l'hamiltonien

$$\begin{aligned} h_1 &= h_0 + V_{BB} \\ h_0 &= \sum_i \epsilon_i a_i^+ a_i \\ V_{BB} &= \sum_{\alpha\beta\gamma\delta \text{ liés}} \langle \alpha\beta | v | \gamma\delta \rangle a_\alpha^+ a_\beta^+ a_\delta a_\gamma \end{aligned}$$

I - LA TRANSFORMATION DE BOGOLIUBOV-VALATIN

A cause de la courte portée des forces nucléaires, les éléments de matrice de l'interaction sont très sensibles au recouvrement des fonctions d'onde des particules qui interagissent. Ce recouvrement est maximal lorsque les spins de ces dernières sont alignés ou antialignés^[11]. Le principe de Pauli ne permet pas l'alignement pour des particules de même nature, qui forment donc préférentiellement des paires avec des spins opposés. Comme nous nous restreignons à une seule couche ouverte, nous n'avons pas à considérer les paires proton-neutron de spins parallèles. Les orbitales de valence sont partiellement occupées par des paires

$$(a_i^+ a_i^+)_m = (-)^{j-m} a_{im}^+ a_{i-m}^+.$$

L'approximation B.C.S.^[10] postule que le fondamental est de la forme :

$$|BCS\rangle = \prod_{\substack{i \text{ valence} \\ m > 0}} [u_i + v_i (a_i^+ a_i^+)_m] |\heartsuit\rangle \quad (II.1)$$

$|\heartsuit\rangle$ est la fonction d'onde des particules du coeur. L'état $|BCS\rangle$ ne

comporte pas un nombre de particules bien défini. Les coefficients u_i et v_i sont déterminés en minimisant l'énergie $E_{\text{BCS}} = \langle \text{BCS} | h_1 | \text{BCS} \rangle$ du fondamental avec un nombre moyen N de particules et une norme de $|\text{BCS}\rangle$ fixés. BCS est le vide correspondant aux opérateurs

$$\xi_{i'm'} = u_i a_{i'm'} - (-)^{j'-m'} v_i a_{i',-m'}^+ \quad (II.2)$$

Nous pouvons aussi faire la transformation de Bogoliubov-Valatin pour les états vides et ceux du coeur en posant

$$\xi_{im}^+ = - (-)^{j-m} a_{i,-m} \quad \text{si } i \in \text{coeur}$$

et

$$\xi_{i''m''}^+ = a_{i''m''}^+ \quad \text{si } i'' \in \text{vide}$$

h_1 se décompose en un hamiltonien de quasi-particules indépendantes h_{BCS} et une interaction résiduelle : V_{BB} : où le produit normal est défini par rapport à $|\text{BCS}\rangle$

$$h_1 = h_{\text{BCS}} + : V_{\text{BB}} : \quad (II.3)$$

$$h_{\text{BCS}} = E_{\text{BCS}} + \sum_{\substack{i \in \text{coeur} \\ m}} E_i \xi_{im}^+ \xi_{im} + \sum_{\substack{i' \in \text{valence} \\ m'}} E_{i'} \xi_{i'm'}^+ \xi_{i'm'} + \sum_{\substack{i'' \in \text{vide} \\ m''}} E_{i''} \xi_{i''m''}^+ \xi_{i''m''} \quad (II.4)$$

avec

$E_i = -\epsilon_i$, $E_{i''} = \epsilon_{i''}$ et $E_{i'}$ est l'énergie des quasi-particules dans l'approximation de BCS.

Nous avons ainsi levé la dégénérescence de la couche ouverte en introduisant une description approchée du fondamental qui n'est plus un état ayant un nombre de particules fixe . Pour un noyau à double couche complète, la minimisation de l'énergie du fondamental conduit à la solution triviale :

$$u_i = 0 \quad v_i = 1 \quad \text{si } i \text{ est occupé}$$

$$u_i = 1 \quad v_i = 0 \quad \text{si } i \text{ est vide}$$

h_{BCS} se réduit à h_0 et le fondamental du noyau est celui du modèle des couches.

II - L'EQUATION SEULAIRE DANS L'APPROXIMATION DE TAMM-DANCOFF

Les vecteurs propres de l'hamiltonien h_{BCS} forment une base complète dans laquelle nous devons diagonaliser l'interaction résiduelle. Nous nous intéressons particulièrement aux états excités les plus bas, et nous allons faire l'hypothèse qu'ils peuvent être décrits par des excitations à deux quasi-particules et une particule-un trou seulement :

$$|i_1 i_2\rangle = \xi_{i_1}^+ \xi_{i_2}^+ | \text{BCS} \rangle$$

ce sont en effet les configurations qui ont l'énergie la plus faible. Dans cet espace réduit, la fonction d'onde d'un état excité est, lorsque nous introduisons explicitement le spin :

$$|JM\rangle = \sum_{i_1 > i_2} x_{i_2 i_1}^J B_{(i_1, i_2)JM}^+ | \text{BCS} \rangle = Q_{JM}^+ | \text{BCS} \rangle \quad (\text{II.5})$$

$$B_{(i_1 i_2)JM}^+ = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{i_1 i_2}}} \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1, j_2 m_2 | JM \rangle \xi_{i_1 m_1}^+ \xi_{i_2 m_2}^+ \quad (\text{II.6})$$

Les indices i_1 et i_2 désignent aussi bien les orbitales de la couche ouverte que des couches fermées (i_2) ou vides (i_1). Dans ce dernier cas $B_{(i_1 i_2)JM}^+$ est l'opérateur $A_{(i_2 i_1)JM}^+$ défini en (I.34a).

Les coefficients $x_{i_2 i_1}^J$ sont alors déterminés par l'équation séculaire :

$$[H, Q_{JM}^+] = E_J Q_{JM}^+ \quad (\text{II.7})$$

Le commutateur est calculé dans l'approximation des quasi-bosons

$$[B_{(i'_1, i'_2)J'M'}^+, B_{(i_1, i_2)JM}] \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \frac{\left\{ \delta_{i_1 i'_1} \delta_{i_2 i'_2} + (-)^{j_1+j_2+J+1} \delta_{i_1 i'_2} \delta_{i_2 i'_1} \right\}}{\sqrt{\{1+\delta_{i_1 i'_2}\} \{1+\delta_{i'_1 i_2}\}}} \quad (II.8)$$

les autres opérateurs B^+ et B étant supposés commuter et l'opérateur $[H, Q_{JM}^+]$ est restreint au sous-espace à deux quasi-particules que nous avons considéré. La forme explicite de l'équation (II.7) est donnée dans l'Appendice C .

L'expression de $Z_{ii'}^J$, se déduit immédiatement de (I.34)

$$Z_{ii'}^J = \langle \text{BCS} | [Q_{JM}, A_{(i'i)JM}^+] | \text{BCS} \rangle$$

A^+ s'exprime en fonction des opérateurs ξ^+ et ξ d'après (II.2). Les relations de commutation (II.8) permettent alors d'écrire :

$$\begin{aligned} i \leq i' \quad Z_{ii'}^J &= \sqrt{1+\delta_{ii'}} \delta_{ii'} (-)^{\varphi} u_i v_i X_{ii'}^J \\ i > i' \quad Z_{ii'}^J &= (-)^{\varphi'} u_i v_i X_{i'i}^J \end{aligned} \quad (II.9)$$

Les facteurs de phase dépendent des conventions adoptées et sont spécifiés dans l'Appendice D .

Cette description des états excités a apporté une amélioration considérable dans la prédiction des taux de transitions électromagnétiques, [12] qui sont cependant dans ce modèle toujours trop faibles. Ceci a été confirmé par l'étude de la diffusion de protons à haute énergie (155MeV) sur le ^{40}Ca . [13]

III - L'APPROXIMATION DES PHASES ALEATOIRES (R.P.A.)

D'après les résultats obtenus avec l'approximation de Tamm-Dancoff, il semble nécessaire d'étendre l'espace de configuration à des excitations de plus de deux quasi-particules par rapport au fondamental de B.C.S. . L'opérateur d'excitation électromagnétique est un opérateur à un corps :

$$O = \sum_{\alpha\beta} O_{\alpha\beta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (II.10)$$

et les composantes de l'état excité qui diffèrent du fondamental de plus de deux quasi-particules ne contribuent pas à la transition, comme pour la diffusion inélastique de protons (cf I.34). Ceci incite à décrire l'état excité par l'opérateur

$$Q_{JM}^{\dagger} = \sum_{i_1 \geq i_2} x_{i_2 i_1}^J B_{(i_1 i_2)JM}^{\dagger} - (-)^{J-M} y_{i_2 i_1}^J B_{(i_1, i_2)JM} \quad , \quad (II.11)$$

qui est une combinaison linéaire d'opérateurs de création et d'annihilation de deux quasi-particules.

Les états excités sont :

$$|JM\rangle = Q_{JM}^{\dagger} |RPA\rangle \quad (II.12)$$

où $|RPA\rangle$ est défini comme étant orthogonal à tous les états excités :

$$Q_{JM} |RPA\rangle = 0 \quad .$$

Les opérateurs $B_{(i_1 i_2)JM}^{\dagger}$ détruisent une paire de quasi-particules dans $|RPA\rangle$, qui contient déjà des excitations à 2,4,... quasi-particules par rapport au fondamental de BCS.

L'équation séculaire

$$[H, Q_{JM}^{\dagger}] = E_J Q_{JM}^{\dagger} \quad , \quad (II.13)$$

		2Q.P. + COEUR		2Q.P.		EXPERIENCE	
		E	B(E λ)	E	B(E λ)	E	B(E λ)
3^-	^{114}Sn	2,11	$1,11 \times 10^5$	3,58	(.12)	2,30	
	^{116}Sn	2,14	1,13 -	3,65	(.10)	2,24	$1,20 \pm .15 \times 10^5$
	^{118}Sn	1,98	1,22 -	3,65	(.27)	2,30	$1,10 \pm .14$ -
	^{120}Sn	2,01	1,18 -	3,68	(.34)	2,40	$1,13 \pm .14$ -
	^{122}Sn	2,14	0,97 -	3,53	(.38)	2,50	
	^{124}Sn	2,49	0,63 -	3,38	(.24)	2,53	$0,76 \pm .11$ -
2^+	^{114}Sn	1,79	102	2,10	(892)	1,26	2300 ± 500
	^{116}Sn	1,83	73	1,97	(760)	1,27	2120 ± 250
	^{118}Sn	1,65	82	1,79	(1003)	1,22	2300 ± 270
	^{120}Sn	1,61	83	1,74	(988)	1,18	2200 ± 220
	^{122}Sn	1,51	101	1,69	(1476)	1,14	2500 ± 300
	^{124}Sn	1,47	89	1,65	(1492)	1,13	2150 ± 240
3^-	^{86}Kr	2,966	23350	3,63	8525	3,12	
	^{88}Sr	2,47	43910	3,39	13260	2,74	80500 ± 3000
	^{90}Zr	2,22	57160	3,28	14670	2,74	95000 ± 3000
	^{92}Mo	1,67	72620	3,08	14170	2,88	
2^+	^{86}Kr	1,38	194	1,38	193	1,56	
	^{88}Sr	1,99	269	1,99	273	1,83	1000 ± 200
	^{90}Zr	2,14	214	2,19	162	2,18	450 ± 100
	^{92}Mo	1,64	384	1,75	279	1,54	1170 ± 200

Tableau 1 - Energies d'excitation et taux de transition B(E λ) des étains et des isotones à 50 neutrons, calculés par Gillet, Giraud et Rho [14]. Les colonnes "2Q.P. + COEUR" et "2Q.P." donnent les résultats respectivement avec et sans les excitations particule-trou du coeur. Les taux de transitions entre parenthèses sont calculés en supposant une charge effective 1 pour les neutrons. La dernière colonne donne les taux de transition B(E λ) expérimentaux obtenus par diffusion d'électrons [15,16].

s'obtient, dans l'approximation des quasi-bosons, à l'aide des règles de commutation (II.8). Sa forme explicite est donnée dans l'Appendice C.

Ce modèle prédit des taux de transition vers le fondamental nettement plus élevés^[14] que l'approximation de Tamm-Dancoff pour les états excités les plus bas. De nombreux succès sont à son actif, notamment la description des niveaux 3^- des noyaux à une ou deux couches complètes.

Nous donnons dans le tableau 1 les énergies d'excitation et les taux de transitions calculés par Gillet, Giraud et Rho^[14] pour les étains (qui ont une couche fermée de 50 protons) et les noyaux à 50 neutrons. Les fonctions d'onde sont décrites par les excitations R.P.A. de deux quasi-particules et de paires particule-trou du coeur par rapport à un fondamental de B.C.S.. Les états 3^- sont fort bien décrits dans cette approximation.

Les amplitudes spectroscopiques sont :

$$Z_{ii'}^J = \sqrt{1 + \delta_{ii'}} (-)^{\varphi} (u_i v_i X_{ii'}^J + u_i v_{i'} Y_{ii'}^J) \text{ si } i \leq i'$$

$$Z_{ii'}^J = (-)^{\varphi'} (u_i v_i X_{i'i}^J + u_{i'} v_{i'} Y_{i'i}^J) \text{ si } i > i' .$$

Les phases $(-)^{\varphi}$ et $(-)^{\varphi'}$ sont définies en Appendice D.

IV - LA FORCE PHENOMENOLOGIQUE

Nous avons décrit la diffusion (pp') en utilisant l'interaction nucléon-nucléon libre entre la particule incidente et le nucléon excité. La question se pose donc de savoir si ce calcul est cohérent avec celui des fonctions d'onde microscopiques qui sont en général obtenues avec une force phénoménologique résultant d'un fit.

Les paramètres de la force sont en effet généralement choisis afin de faire coïncider les spectres théoriques et expérimentaux des énergies d'excitation des noyaux. Les taux de transition électromagnétique et la valeur absolue des sections efficaces se sont par contre révélés bien plus sensibles au modèle nucléaire adopté qu'à la force utilisée pour les états liés. Le test de la normalisation des sections efficaces a donc un intérêt indépendamment de cette dernière. C'est ce point de vue que nous avons adopté : nous vérifierons la description du mécanisme de réaction (DWBA antisymétrisée avec force nucléon-nucléon libre) à l'aide de fonctions d'onde microscopiques réputées bonnes. En cas de succès, nous admettrons que nous devons obtenir la section efficace en valeur absolue si la fonction d'onde de l'état lié est correcte, indépendamment de la manière dont cette dernière a été calculée.

On peut cependant essayer de comprendre pourquoi le résultat expérimental est obtenu avec une force libre pour la diffusion et une force phénoménologique pour la R.P.A.. La grande dimension de l'espace de configuration utilisé pour résoudre le problème séculaire laisse l'espoir que les effets de troncature^[9,30] sont faibles et n'introduisent pas de renormalisation pour la force nucléon-nucléon. Cette dernière est cependant profondément modifiée à l'intérieur du noyau par la présence des autres particules (principe de Pauli, propagateurs "habillés" etc...). L'interaction entre particules liées est probablement bien plus sensible à ces effets que la diffusion (pp') qui a principalement lieu à la surface. La faible densité de particules dans cette région permet en effet à ces dernières d'interagir pratiquement comme si elles étaient libres^[17]. C.W.Wong et C.Y.Wong ont mis en évidence^[17] cette propriété en comparant l'interaction de deux particules à la surface, décrite par les matrices de réactions calculées avec les potentiels de Kallio-Kolltweit ou de Hamada-Johnston, avec l'interaction libre. Ce test a cependant été fait pour deux particules de faible moment relatif, et il est possible que pour des moments plus élevés il soit nécessaire de raffiner la description de l'interaction.

CHAPITRE III

MECANISMES DE REACTION ET MODELES

Il nous a paru utile, avant d'entrer dans la complexité des calculs réels, de donner un aperçu simple des phénomènes physiques que ceux-ci décrivent. Dans cette intention, nous allons faire certaines approximations, mais ces dernières sont trop grossières pour être utilisées dans une description quantitative de la diffusion (pp').

A - LES EFFETS D'ECHANGE

I - L'APPROXIMATION DE COURTE PORTEE

Il est possible d'apprécier qualitativement la contribution du terme d'échange de l'élément de matrice de la D.W.B.A. . Pour cela, nous allons écrire la force à deux corps sous la forme :

$$v_{12} = f(r_{12})(\alpha + \beta \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \gamma \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + \delta \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \quad (\text{III.1})$$

avec $\int_0^\infty f(r) r^2 dr = 1$, ce qui définit la normalisation de

Cette forme est plus commode que $V = f(r_{12})(W + BP_\sigma - HP_\tau + MP_\sigma P_\tau)$ pour l'étude de la diffusion (pp') .

Les effets d'échange peuvent être séparés en deux types : d'une part les échanges de spin et d'isospin, définis par les opérateurs α, β, γ et δ

$$P_\sigma = \frac{1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2}{2} \quad \text{et} \quad P_\tau = \frac{1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2}{2}$$

correspondants, d'autre part l'échange d'espace défini par l'opérateur $P_{\vec{r}}$ qui échange les coordonnées spatiales des nucléons en interaction. L'élément de matrice antisymétrisé à deux corps peut s'écrire comme l'élément de matrice d'une force effective

$w = v + v' P_{\vec{r}}$ telle que

$$\langle \chi' j' | v \{ | \chi j \rangle - | j \chi \rangle \} = \langle \chi j' | w | \chi j \rangle$$

comme $| j \chi \rangle = P_\sigma P_\tau P_{\vec{r}} | \chi j \rangle$, $v' = -P_\sigma P_\tau v$.

L'expression de P_σ et P_τ en fonction des matrices de Pauli montre que les effets d'échange de spin et d'isospin ne font que de modifier le mélange de la force. Posant :

$$v' = f(r) (\alpha' + \beta' \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + \gamma' \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + \delta' \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) ,$$

nous obtenons :

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= -\frac{1}{4}(\alpha + 3\beta + 3\gamma + 9\delta) & \beta' &= -\frac{1}{4}(\alpha - \beta + 3\gamma - 3\delta) \\ \gamma' &= -\frac{1}{4}(\alpha + 3\beta - \gamma - 3\delta) & \delta' &= -\frac{1}{4}(\alpha - \beta - \gamma + \delta) \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.2})$$

Dans le tableau 2(p.42), nous donnons ces coefficients pour quelques forces usuelles. La forme $w = v + v' P_{\vec{r}}$ est particulièrement utile pour une discussion qualitative des phénomènes d'échange, car $v(\vec{r}_{12})$ est un potentiel à courte portée et $|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ reste donc suffisamment petit pour que $P_{\vec{r}}$ n'introduise pas de modifications importantes. En première approximation, le terme d'échange modifie la force nucléon-nucléon : v devient $v + v'$. Cette expression peut encore se simplifier pour une force nucléon-nucléon qui décrit la diffusion libre à basse énergie. En effet les nucléons, qui sont dans un état relatif s , n'interagissent que dans les états $S = 0$ $T = 1$ et $S = 1$ $T = 0$. Ceci a pour conséquence l'égalité de v et de v' (P_σ agissant sur un état propre de $\vec{S}^2$ prend pour valeurs $P_\sigma = (-)^{S+1}$ et de même $P_\tau = (-)^{T+1}$, soit $-P_\sigma P_\tau = 1$). Notre approximation $P_{\vec{r}} \sim 1$, que nous appellerons approximation de courte portée, nous montre $\vec{r}$ que la contribution du terme d'échange est très importante. La section efficace est multipliée par un facteur 4 lorsqu'elle est inclus. Pour obtenir un effet aussi important, il est essentiel de traiter protons et neutrons comme particules identiques. Si nous avons tenu compte du terme d'échange uniquement pour les protons du noyau, la section efficace n'aurait augmenté que d'un facteur 1,8 pour un mélange de Serber (cf. tableau 2, p.42). Néanmoins, dans cette approximation les effets d'échange se réduisent à une normalisation, constante, pour la section efficace. Nous allons voir que

la réalité est plus complexe, et notamment que les effets d'échange peuvent considérablement varier avec l'énergie de la particule incidente. Notre modèle reste cependant qualitativement exact.

Sans faire l'approximation brutale $P_{\vec{r}} = 1$, nous pouvons déduire de notre modèle une propriété très importante de l'amplitude de diffusion. Pour les états décrits par un grand nombre de configurations, les termes de la somme

$$\sum_{ii'} z_{ii'}^J \langle \chi_{i'} | v | \chi_i \rangle$$

s'ajoutent en général de façon constructive pour l'un des termes α, β, γ ou δ et de façon destructive pour les autres. Si donc nous supposons simplement que l'introduction de l'opérateur $P_{\vec{r}}$ ne modifie pas le signe de l'élément de matrice, nous voyons que la somme :

$$\sum_{ii'} z_{ii'}^J \langle \chi_{i'} | v P_{\vec{r}} | \chi_i \rangle$$

est également cohérente pour l'élément correspondant α', β', γ' ou δ' . Cette propriété était réputée fautive, et certains auteurs l'avaient invoquée pour négliger les termes d'échange^[18].

II - LES EFFETS DE PORTEE FINIE

Nous allons considérer un modèle à une dimension, et utiliser l'approximation de Born pour décrire la diffusion inélastique. Nous prendrons la fonction d'onde $e^{-|r|/\omega}$ pour la particule liée. Si nous supposons que le transfert d'énergie dans la diffusion inélastique est très faible, nous pourrions prendre, les mêmes fonctions d'onde pour décrire l'état initial et final : e^{-ikr_1} et $e^{-|r_2|/\omega}$. Le potentiel d'interaction sera supposé séparable et de la forme :

$$v_{12} = \frac{1}{\lambda^2} e^{-\frac{2|r_1|}{\lambda}} e^{-\frac{2|r_2|}{\lambda}}.$$

L'amplitude directe pour la diffusion inélastique est donc :

$$A_D = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_1 (e^{-ikr_1})^* e^{-\frac{2|r_1|}{\lambda}} e^{ikr_1} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_2 e^{-\frac{|r_2|}{\omega}} e^{-\frac{2|r_2|}{\lambda}} e^{-\frac{|r_2|}{\omega}}$$

soit
$$A_D = \frac{1}{2u-1} \quad u = 1 + \frac{\lambda}{2\omega} .$$

Elle est indépendante de l'énergie de la particule incidente, car il y a recouvrement maximum entre les fonctions d'onde libres.

Le processus d'échange donne lieu à l'amplitude

$$A_E = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_1 (e^{-ikr_1})^* e^{\frac{2|r_1|}{\lambda}} e^{-\frac{|r_1|}{\omega}} \int_{-\infty}^{+\infty} dr_2 e^{-\frac{|r_2|}{\omega}} e^{-\frac{2|r_2|}{\lambda}} e^{-ikr_2}$$

$$A_E = \frac{u^2}{(u^2 + \varepsilon^2)^2} \quad \varepsilon = \frac{1}{2} k\lambda .$$

La diminution du recouvrement entre fonctions d'onde libres et liées lorsque l'énergie augmente, due au fait que e^{ikr} oscille de plus en plus rapidement sur une distance de l'ordre de λ , se traduit par un terme en $(k\lambda)^4$ dans le dénominateur de l'amplitude A_E qui est donc petite aux grandes énergies (Fig.1). La décroissance de l'effet d'échange à haute énergie vient donc directement du fait que ni la fonction d'onde du modèle des couches, ni la force ne contiennent des composantes de moments très élevés. Pour une portée nulle, A_D et A_E sont égales quelle que soit l'énergie. Si la portée est petite par rapport à l'étendue de la fonction d'onde liée : $\omega \gg \lambda$, soit $u \approx 1$, les deux amplitudes ne sont égales que pour $k \ll \frac{2}{\lambda}$.

Dans le cas réel, nous nous trouvons dans cette dernière situation : les fonctions d'onde radiales ont une étendue de l'ordre de 3 à 4 fm, et la portée de la force nucléon-nucléon est de l'ordre de 1 à 1,5 fm.

Pour une force de portée plus grande, u est supérieur à 1 et A_E est toujours plus petite que A_D (Fig.1).

Le fait que $\mathcal{E}_E$ n'est jamais plus grande que $\mathcal{E}_D$ vient de l'extrême simplicité de notre modèle, en particulier du choix d'un potentiel séparable. En effet $\mathcal{E}_D$ peut être considérée comme le produit des normes $\langle k | k \rangle$ et $\langle \omega | \omega \rangle$ de l'état libre et de l'état lié, avec la mesure $1/\lambda e^{-2|r|/\lambda}$. $\mathcal{E}_E$ est alors le module carré du produit scalaire $\langle k | \omega \rangle$ avec la même mesure. D'après l'inégalité de Schwartz, $\mathcal{E}_E \leq \mathcal{E}_D$. Ceci n'est, bien sûr, pas le cas en réalité.

B - LES ETATS COLLECTIFS ET LES PROCESSUS D'EXCITATION COHERENTE

Nous allons examiner ici comment le modèle microscopique décrit les états collectifs les plus bas des noyaux. Le modèle schématique de l'approximation de Tamm-Dancoff nous fournit un exemple simple. Les conclusions tirées du modèle restent qualitativement vraies pour des fonctions d'onde calculées dans l'approximation des phases stationnaires, même lorsque l'état de référence est du type BCS. Nous allons considérer des particules de même nature, sans moment angulaire, mais avec un spin $1/2$. Dans le modèle schématique, l'interaction résiduelle est séparable :

$$v_{12} = (a+b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) w(1)w(2). \quad (\text{III.3})$$

Si nous prenons $a = \alpha + \alpha'$ et $b = \beta + \beta'$, les effets d'échange sont grossièrement inclus dans le modèle.

I - LA DESCRIPTION DES ETATS LIES

Nous supposons que les particules sont réparties dans des couches que nous désignons par l'indice n . Leur spin est m . La fonction d'onde de l'état excité du noyau est définie par rapport au fondamental :

$$|1\rangle = \sum_{ii'} x_{ii'} a_i^+ a_{i'} |0\rangle$$

i désigne l'ensemble des nombres quantiques (n,m) . La dépendance en $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ de la force à deux corps joue un rôle essentiel, et il est donc utile d'introduire le spin ΔS transféré :

$$A_{(nn')\Delta S, s}^+ = \sum_{\substack{m \\ m'}} (-)^{1/2-m} \langle \frac{1}{2}m', \frac{1}{2}-m \mid \Delta S s \rangle a_{n',m'}^+ a_{nm}.$$

La fonction d'onde de l'état excité est alors :

$$|1\rangle = \sum_{\substack{nn' \\ \Delta S}} x_{nn'}^{\Delta S} A_{(nn')\Delta S, s}^+ |0\rangle \quad . \quad (\text{III.4})$$

En raison de l'invariance par rotation, l'état excité est dégénéré pour différentes valeurs de s .

L'intérêt du couplage à un transfert de spin donné réside dans l'expression simple de l'élément de matrice à deux corps :

$$\begin{aligned} & \langle (n'n^{-1})\Delta S, s | v | (\overline{nn'})^{-1} \overline{\Delta S}, \overline{s} \rangle \\ &= \sum_{\substack{\overline{m} \overline{m}' \\ m' \overline{m}'}} (-)^{1/2-m} \langle \frac{1}{2}m', \frac{1}{2}-m | \Delta S, s \rangle (-)^{1/2-\overline{m}'} \langle \frac{1}{2}\overline{m}, \frac{1}{2}-\overline{m}' | \overline{\Delta S}, \overline{s} \rangle \langle n'm'; \overline{n'}\overline{m}' | v | nm, \overline{n}\overline{m} \rangle \\ &= (2a \delta_{\Delta S, 0} + 4b \delta_{\Delta S, 1}) W_{nn'} W_{\overline{nn}'} \delta_{\Delta S, \overline{\Delta S}} \delta_{s, \overline{s}} \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

$W_{nn'}$, est l'élément de matrice $\langle n' | W | n \rangle$.

Avant d'écrire les équations que vérifie $X_{n,n'}^{\Delta S}$, nous allons faire deux hypothèses importantes. Nous allons supposer que l'énergie ε_n de la particule dans l'état (n, m) est indépendante de m et que, si l'état (n, m) est occupé dans le fondamental, l'état $(n, -m)$ l'est aussi. Dans ces conditions, les équations de T.D. se découpent :

$$\left. \begin{aligned} (E - \omega_{nn'}) X_{nn'}^0 &= 2a W_{nn'} \sum_{\overline{n}\overline{n}'} W_{\overline{n}\overline{n}'} X_{\overline{n}\overline{n}'}^0 \\ (E - \omega_{nn'}) X_{nn'}^1 &= 4b W_{nn'} \sum_{\overline{n}\overline{n}'} W_{\overline{n}\overline{n}'} X_{\overline{n}\overline{n}'}^1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{III.6})$$

E est l'énergie de l'état $|1\rangle$ par rapport à $|0\rangle$ et $\omega_{nn'} = \varepsilon_{n'} - \varepsilon_n$.

Pour les forces nucléon-nucléon usuelles, a est attractif et b répulsif (tableau 2 p.42). L'état excité le plus bas correspond donc à la solution

$$X_{nn'}^1 = 0 \quad X_{nn'}^0 = \nu \frac{W_{nn'}}{\omega_{nn'} - E} \quad . \quad (III.7)$$

L'excitation est purement du type $\Delta S = 0$.

II - LA DIFFUSION INELASTIQUE

D'après (I.32) et (4) , l'amplitude de diffusion s'écrit compte tenu de l'expression (5) de l'élément de matrice à deux corps :

$$\mathcal{A} = \sum X_{nn'}^{\Delta S} (2a\delta_{\Delta S,0} + 4b\delta_{\Delta S,1}) W_{nn'} W_{kk'} (-)^{\frac{1}{2}-\sigma_1} \langle \frac{1}{2}\sigma_f, \frac{1}{2}-\sigma_1 | \Delta S \rangle .$$

Pour l'état excité le plus bas, nous voyons donc que l'amplitude de diffusion n'est pas sensible au paramètre b de la force, et se réduit à :

$$\mathcal{A} = 2a \delta_{\sigma_1 \sigma_j} W_{kk'} \sum_{nn'} W_{nn'} X_{nn'}^0$$

E étant inférieur à toutes les énergies d'excitation $\omega_{nn'}$, $X_{nn'}^0$ a le signe de $W_{nn'}$: tous les termes de la somme sur les configurations particule-trou s'ajoutent : la collectivité de l'état se traduit par un effet de normalisation. D'une section efficace expérimentale nous pouvons extraire la quantité $a \sum W_{nn'} X_{nn'}^0$. Pour tester la description microscopique d'une fonction d'onde c'est-à-dire savoir si celle-ci prédit la bonne valeur pour la quantité $\sum W_{nn'} X_{nn'}^0$, il est essentiel d'utiliser une valeur correcte de a . Négliger les effets d'échange par exemple revient dans notre modèle à prendre $a = \alpha$ au lieu de $a = \alpha + \alpha'$, ce qui conduit à des sections efficaces très différentes (cf. tableau 2 p.42.)

Nous avons donc trouvé que, dans l'amplitude de diffusion la somme sur les configurations particule-trou excitées était cohérente

pour la partie attractive de la force à deux corps ($\Delta S = 0$) et incohérente (la somme est même rigoureusement nulle dans notre modèle) pour la partie répulsive ($\Delta S = 1$) .

Le cas où deux sortes de particules interagissent peut se traiter de façon similaire, en utilisant l'isospin. Les états excités sont alors en général un mélange $\Delta T = 0$ et $\Delta T = 1$ où ΔT est le transfert d'isospin et la force à deux corps contient les paramètres de mélange usuels :

$$v = a + b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + c \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + d \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 .$$

L'interaction proton-neutron est plus attractive que l'interaction proton-proton, du moins pour le terme central. Pour ce dernier, nous avons :

$$V_{pn} = a - c$$

$$V_{pp} = a + c .$$

Comme a est négatif, c doit être positif. Le modèle schématique pour une force du type $a + c \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$ prédira donc des excitations $\Delta T = 0$ pour les états les plus bas.

Mélanges usuels

	α	α'	a	β	β'	b	γ	γ'	c	δ	δ'	d
SERBER	-15	-15	-30	5	5	10	5	5	10	5	5	10
ROSENFELD	0,375	-24,375	-24	0,125	3,875	4	4,125	7,875	12	9,375	-1,375	8
CAL	-6,25	-16,25	-22,5	0,75	1,75	2,5	5,75	6,75	12,5	5,75	1,75	7,5

TABLEAU 2

C - FACTEURS DE FORME ET REGLES DE SELECTION

Les descriptions phénoménologiques de la diffusion pp' (modèles vibrationnel et rotationnel) introduisent toutes, en plus du potentiel optique, un potentiel de couplage effectif, appelé facteur de forme. Ce potentiel $F(\vec{r}, \vec{r}')$ est un opérateur dans l'espace des spins. Il est non local à cause des termes d'échange. Défini par :

$$\mathcal{A} = \int d^3r d^3r' \chi_{k_f \sigma_f}^{-*}(\vec{r}) F(\vec{r}, \vec{r}') \chi_{k_i \sigma_i}^+(\vec{r}')$$

il peut se séparer en un facteur de forme direct et un facteur de forme d'échange :

$$F(\vec{r}, \vec{r}') = F_D(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}') + F_E(\vec{r}, \vec{r}') .$$

Son intérêt est de permettre une vision plus physique du processus d'excitation et tout ce chapitre sera centré sur cette idée. C'est pourquoi nous allons simplifier cette expression en utilisant le fait que l'effet d'échange est en première approximation un effet de normalisation. $F_E(\vec{r}, \vec{r}')$ est, en raison de la courte portée des forces nucléaires, presque local, et, en gros proportionnel à $F_D(\vec{r}) \delta(\vec{r} - \vec{r}')$. Nous allons donc porter notre attention uniquement sur le terme direct. Nous verrons cependant dans les calculs réels que les propriétés que nous pouvons déduire de la forme explicite du terme direct restent vraies lorsque l'échange est inclus.

I - LES FACTEURS DE FORME USUELS

Le moment cinétique total J et le transfert de parité π caractérisent la transition considérée. Les facteurs de forme usuels sont en outre définis par le transfert de moment orbital L et de spin S (qui ne sont pas indépendants si J et π sont donnés). Nous adopterons la définition de Satchler^[19]. L'amplitude de diffusion non antisymétrisée peut se développer sur la base des fonctions de spin $|\sigma\rangle$. (Nous

appellerons 1 l'ensemble des coordonnées de la particule liée et 2 celles de la particule libre)

$$A = \sum_{\sigma} \int d\vec{r}_2 \langle \chi_{f\sigma_f} | \vec{r}_2 \sigma'_2 \rangle \langle \vec{r}_2 \sigma'_2 JM | V | \vec{r}_2 \sigma_2 00 \rangle \langle \vec{r}_2 \sigma_2 | \chi_{i\sigma_i} \rangle ,$$

et le facteur de forme est

$$\begin{aligned} G_{LSJ, M_L}(\vec{r}_2) &= \\ &= i^L \frac{2L+1}{2J+1} \sum_{\substack{\sigma_2 \\ \sigma'_2 \\ M_S \\ M}} (-)^{\frac{1}{2} - \sigma'_2} \langle \frac{1}{2} \sigma_2 \frac{1}{2} - \sigma'_2 | S_{M_S} \rangle \langle L M_L, S M_S | J M \rangle \langle \vec{r}_2 \sigma'_2 JM | V | \vec{r}_2 \sigma_2 00 \rangle . (III.8) \end{aligned}$$

Dans le formalisme de l'hélicité nucléaire, la définition est un peu différente. La donnée de L et S est remplacée par celle du transfert de spin $\Delta\lambda_2 = |\lambda'_2 - \lambda_2|$ à la particule incidente, mais J et π restent de bons nombres quantiques. C'est ainsi que Raynal introduit les facteurs de forme :

$$\begin{aligned} A(2) &= \sum_{i_1 i'_1} Z_{i_1 i'_1}^J G_{j_1 j'_1}^J \int \left[a^{J(1,2)+\epsilon}_{\ell_1 j_1 \alpha_{j_1 j'_1}} b^{J(2,1)} \right] f_{i_1}(r_1) f_{i'_1}(r_1) dr_1 (\Delta\lambda_2=0) \\ B(2) &= \sum_{i_1 i'_1} Z_{i_1 i'_1}^J G_{j_1 j'_1}^J \int \left[b^{J(1,2)+\epsilon}_{\ell_1 j_1 \alpha_{j_1 j'_1}} c^{J(1,2)} \right] f_{i_1}(r_1) f_{i'_1}(r_1) dr_1 (\Delta\lambda_2=1) \end{aligned} \quad (III.9)$$

pour les états de parité naturelle et

$$\begin{aligned} C(2) &= \sum_{i_1 i'_1} Z_{i_1 i'_1}^J G_{j_1 j'_1}^J \int \left[d^{J(1,2)+\epsilon}_{\ell_1 j_1 \alpha_{j_1 j'_1}} e^{J(2,1)} \right] f_{i_1}(r_1) f_{i'_1}(r_1) dr_1 (\Delta\lambda_2=0) \\ D(2) &= \sum_{i_1 i'_1} Z_{i_1 i'_1}^J G_{j_1 j'_1}^J \int \left[e^{J(1,2)+\epsilon}_{\ell_1 j_1 \alpha_{j_1 j'_1}} f^{J(1,2)} \right] f_{i_1}(r_1) f_{i'_1}(r_1) dr_1 (\Delta\lambda_2=1) \end{aligned} \quad (III.10)$$

pour les états de parité non naturelle.

1 désigne la coordonnée de la particule liée, 2 celle de la particule libre. Nous allons étudier plus en détail les relations entre G_{LSJ, M_L} et les facteurs de forme de l'hélicité, en séparant les transitions de parité naturelle et non naturelle.

II - LES ETATS DE PARITE NATURELLE

Ces états sont, en général, formés d'un très grand nombre de configurations. Les plus bas sont collectifs : comme nous l'avons vu pour le modèle schématique, les termes de la somme sur j et j' dans l'amplitude de diffusion sont cohérents pour la partie scalaire ($\Delta S = 0$) de la force nucléon-nucléon.

a) L'excitation cohérente des configurations 1p-1t :

Considérons l'expression de G_{LSJ, M_L} en fonction de A et B :

$$G_{LSJ, M_L}(\vec{r}_2) = (-)^{J+1} i^L Y_L^{M_L^*}(\hat{r}_2) \sqrt{\frac{8\pi}{2J+1}} \left(A(r_2) \delta_{S0} + B(r_2) \delta_{S1} \right) \delta_{L,J} \quad (\text{III.11})$$

A correspond à un transfert de spin $S = 0$ à la particule incidente et B à un transfert $S = 1$.

Pour mieux voir l'effet de ces deux facteurs de forme sur la section efficace et l'asymétrie, il est utile de considérer l'expression de ces deux quantités dans le cas simple où le potentiel optique ne contient pas de terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$. $|\chi_{K, \sigma}\rangle$ s'écrit alors $|\chi\rangle|\sigma\rangle$ et la section efficace

est la somme incohérente des sections efficaces pour le transfert $S = 0$ et $S = 1$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) &= \frac{k_f^2}{\pi k_i} [\sigma_A(\theta) + \sigma_B(\theta)] \\ \sigma_A(\theta) &= \frac{1}{2J+1} \sum_M |\langle \chi^{(-)} | Y_J^M | \chi^{(+)} \rangle|^2 \\ \sigma_B(\theta) &= \frac{1}{2J+1} \sum_M |\langle \chi^{(-)} | Y_J^M | \chi^{(+)} \rangle|^2 \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

L'asymétrie ne contient pas^[19] de terme proportionnel à
 $\langle \chi^{(-)} | Y_J^M | \chi^{(+)} \rangle \langle \chi^{(-)} | Y_J^{M'} | \chi^{(+)} \rangle$ et est donc nulle si B est nul.

Si le potentiel nucléon-nucléon est de la forme :

$$v_{12} = f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) (a + b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (\text{III.13})$$

avec
$$f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) = \sum_L (2L+1) v_L(r_1, r_2) P_L(\cos \theta_{12})$$

A et B ont pour expression :

$$\begin{aligned} A(r_2) &= a \sum_{i_1 i_1'} (2J+1) Z_{i_1 i_1'}^J G_{j_1 j_1'}^J g_J(r_2) \\ B(r_2) &= b \sum_{i_1 i_1'} (2J+1) Z_{i_1 i_1'}^J G_{j_1 j_1'}^J \frac{K_{i_1 i_1'}}{\sqrt{J(J+1)}} g_J(r_2) \quad (\text{III.14}) \\ K_{i_1 i_1'} &= (-)^{\ell_1 - j_1 + \frac{1}{2}} (j_1 + \frac{1}{2}) - (-)^{\ell_1' - j_1' + \frac{1}{2}} (j_1' + \frac{1}{2}) \end{aligned}$$

$g_L(r)$ est l'intégrale du multipôle d'ordre L du potentiel avec les fonctions d'onde radiales des états liés :

$$g_L(r_2) = \int r_1^2 dr_1 v_L(r_1, r_2) f_{i_1}(r_1) f_{i_1'}(r_1) .$$

b) Excitations $\Delta S = 0$ et transfert de spin

Les facteurs de forme A et B correspondent respectivement à des transferts de spin $S = 0$ et $S = 1$ à la particule incidente. Nous allons voir sous quelles conditions ils correspondent aussi respectivement

aux excitations $\Delta S = 0$ et $\Delta S = 1$ du noyau. Pour cela, il nous faut passer du couplage $j-j$ - dans lequel les amplitudes $Z_{i_1 i_1'}^J$ sont définies - au couplage $L-S$. Les amplitudes $z_{i_1 i_1'}^{(\Delta L \Delta S)J}$ pour un transfert donné de moment angulaire et de spin entre le fondamental et l'état excité sont :

$$z_{i_1 i_1'}^{(\Delta L \Delta S)J} = \langle JM | \mathcal{T}^{(\Delta L \Delta S)JM} (i_1, i_1') | 00 \rangle \quad (\text{III.15})$$

$\mathcal{T}$ est un opérateur à un corps, défini par Satchler^[19], dont l'expression est donnée dans l'Appendice C.

Il ne dépend de j_1 et j_1' que si les fonctions d'onde radiales des particules liées en dépendent, c'est-à-dire si le potentiel du modèle des couches contient un terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Cette dépendance est en général très faible et négligeable, à l'approximation où nous nous plaçons, devant les effets dûs à la différence entre les énergies d'excitation particule-trou introduite par ce même terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Z et z sont liés par la relation (voir Appendice C)

$$Z_{i_1 i_1'}^J \sim G_{j_1 j_1'}^J \left\{ z_{i_1 i_1'}^{(J0)J} - \frac{K_{i_1 i_1'}}{\sqrt{J(J+1)}} z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} \right\} \quad (\text{III.16})$$

à une constante de normalisation près et les facteurs de forme ont pour expression :

$$\begin{aligned} A(r_2) &\sim a(2J+1) \sum_{i_1 i_1'} \left(G_{j_1 j_1'}^J \right)^2 \left\{ z_{i_1 i_1'}^{(J0)J} - \frac{K_{i_1 i_1'}}{\sqrt{J(J+1)}} z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} \right\} g_J(r_2) \\ B(r_2) &\sim b(2J+1) \sum_{i_1 i_1'} \left(G_{j_1 j_1'}^J \right)^2 \left\{ \frac{K_{i_1 i_1'}}{\sqrt{J(J+1)}} z_{i_1 i_1'}^{(J0)J} - \frac{(K_{i_1 i_1'})^2}{J(J+1)} z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} \right\} g_J(r_2) . \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

Nous considérons maintenant deux niveaux d'approximation :

α) Les fonctions d'onde radiales ne dépendent que de ℓ et non de j .

Cette approximation est utilisée dans les calculs de structure nucléaire, car les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique sont indépendantes de j . Dans ce cas les amplitudes z et les intégrales g_J ne dépendent pas de j_1 et j_1' . Il est facile de montrer (voir Appendice C) que si, pour ℓ_1 et ℓ_1' fixés, nous faisons la somme sur j_1 et j_1' , seul $z^{(JO)J}_{i_1 i_1'}$ contribue dans A et $z^{(J1)J}_{i_1 i_1'}$ dans B.

$$\left. \begin{aligned} A(r_2) &\sim a(2J+1) \sum_{i_1 i_1'} \left(G_{j_1 j_1'}^J \right)^2 z_{i_1 i_1'}^{(JO)J} g_J(r_2) \\ B(r_2) &\sim b \frac{2J+1}{J(J+1)} \sum_{i_1 i_1'} \left(G_{j_1 j_1'}^J K_{j_1 j_1'} \right)^2 z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} g_J(r_2) \end{aligned} \right\} \text{(III.18)}$$

Nous avons néanmoins admis que les orbitales $j_1 = \ell_1 \pm \frac{1}{2}$ ($j_1' = \ell_1' \pm \frac{1}{2}$) étaient toutes les deux occupées (vides).

Ceci est encore vrai, à une très bonne approximation, lorsque les fonctions d'onde radiales sont calculées dans un puits de Saxon-Wood et dépendent donc de j . En effet les termes en $G^2 K$ changent de signe lorsque j_1 et j_1' varient (ℓ_1 et ℓ_1' étant fixés) alors que les termes en G^2 et $(GK)^2$ sont cohérents.

β) Les orbitales $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ sont dégénérées

Dans ce cas les équations (C-18) pour $z^{(JO)J}$ et $z^{(J1)J}$ se découplent. Si a est attractif et b répulsif, l'état le plus bas pour un spin total J donné correspond à

$$z_{i_1 i_1'}^{(JO)J} \neq 0 \quad \text{et} \quad z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} = 0.$$

Nous verrons que, pour cette raison, dans le cas réel où les niveaux $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ ne sont pas dégénérés, nous aurons néanmoins

$$z_{i_1 i_1'}^{(J1)J} \ll z_{i_1 i_1'}^{(J0)J} .$$

Le facteur de forme B contribue donc peu à la transition : l'amplitude de diffusion est pratiquement insensible à b . Elle ne dépend donc de la force nucléon-nucléon que par le seul paramètre a , si l'état est du type $\Delta T = 0$. Ceci explique pourquoi l'asymétrie est peu sensible au mélange de la force utilisée. En effet, l'asymétrie due au terme $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ de la force nucléon-nucléon est proportionnelle à B et donc faible. La seule contribution vient du facteur de forme A , par l'intermédiaire de la fonction d'onde de la particule libre, en raison de la présence d'un terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$ dans le potentiel optique.

c) L'effet de surface

La contribution la plus importante à l'intégrale radiale des éléments de matrice (C-8) entre fonctions d'onde liées vient d'une région assez limitée de l'espace, légèrement à l'intérieur du noyau. (Toutes les fonctions d'onde radiales ont un maximum à cet endroit). Nous allons simplifier le problème séculaire en supposant la force centrale et l'intégrale radiale proportionnelle au produit $f_{\ell_1 j_1'}^{(R)} f_{\ell_1 j_1}^{(R)} f_{\ell_1' j_1'}^{(R)} f_{\ell_1 j_1}^{(R)}$ des fonctions d'onde en un point R voisin de la surface. L'élément de matrice particule-trou est alors séparable. Cette approximation a été utilisée dans des calculs réalistes [20] sous le nom de "modèle d'interaction delta à la surface", car ils ont fait l'hypothèse

$$V_J(r_1, r_2) \sim W_J(a+b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \delta(r_1 - R) \delta(r_2 - R) .$$

Nous avons vu que cette approximation avait son fondement dans la forme des fonctions d'onde radiales liées, et ne peut s'appliquer au calcul du facteur de forme où l'une des intégrations s'effectue sur les ondes partielles de diffusion.

Nous conserverons donc pour celui-ci la forme non séparable de l'interaction.

Dans le modèle de l'interaction de surface, les amplitudes spectroscopiques sont :

$$X_{i_1 i_1'} = \nu \frac{G_{j_1 j_1'}^J f_{i_1'}(R) f_{i_1}(R)}{\omega_{i_1 i_1'} - E}$$

et le facteur de forme s'écrit :

$$A(r_2) = \alpha \nu (2J+1) \int r_1^2 dr_1 V_J(r_1, r_2) \sum_{ii'} \frac{G_{j_1 j_1'}^{J^2}}{\omega_{i_1 i_1'} - E} f_{i_1'}(R) f_{i_1'}(r_1) f_{i_1}(R) f_{i_1}(r_1) .$$

Lorsque r_1 est à l'intérieur du noyau, le produit $f_{i_1'}(R) f_{i_1'}(r_1)$ a un signe qui varie avec i_1' , et de même pour i_1 . La somme sur i_1 et i_1' est donc incohérente. Par contre, lorsque r' est voisin de R , tous les termes de la somme sur i_1 et i_1' ont même signe :

$$\rho(r_1) = \sum_{i_1 i_1'} X_{i_1 i_1'} G_{j_1 j_1'}^J f_{i_1'}(r_1) f_{i_1}(r_1) \quad (\text{III.19})$$

n'est important qu'à la surface du noyau. En raison de la courte portée des forces nucléaires, $A(r_2)$ présente la même propriété.

d) Comparaison avec la diffusion coulombienne

Les expressions (5) et (9) sont valables pour une excitation coulombienne. Les multipôles de $v_{12} = \frac{1}{r_{12}}$ sont :

$$V_J(r_1, r_2) = \frac{1}{2J+1} \frac{[\text{Inf}(r_1, r_2)]^J}{[\text{Sup}(r_1, r_2)]^{J+1}}$$

Contrairement à l'excitation nucléaire, la particule incidente reste loin du noyau : $r_1 < r_2$. Le facteur de forme coulombien est donc :

$$A_c(r_2) = \alpha \frac{1}{r_2^{J+1}} \sum_{i, i_1'} Z_{i_1 i_1'}^J G_{j_1 j_1'}^J \int dr_1 r_1^{J+2} f_{i_1'}(r_1) f_{i_1}(r_1) = \frac{\alpha \tau p}{r_2^{J+1}} . (\text{III.20})$$

Cette égalité définit τ_p que nous désignerons aussi par :

$$\tau_p = \langle JM | r^J Y_M^J \frac{1-\tau_z}{2} | 00 \rangle = \langle r^J \rangle_{\text{protons}} \quad (\text{III.21})$$

Nous convenons de prendre $\tau_z = -1$ pour un proton. La formule (III.20) montre que la somme sur i_1 et i_1' est tout aussi cohérente pour l'excitation coulombienne que pour l'excitation nucléaire. De plus, pour deux descriptions microscopiques collectives, les facteurs de forme nucléaires $A(r)$ ne diffèrent en général que par une normalisation. Si donc nous considérons le facteur de forme $A_p(r)$ obtenu en sommant sur les amplitudes $Z_{i_1 i_1'}^J$ de protons seulement, une relation intéressante entre la diffusion de protons et l'excitation coulombienne peut être obtenue. En effet, la fonction $\pi(r) = A_p(r)/\tau_p$ dépend peu de la description microscopique utilisée, pourvu que cette dernière soit du type collectif. Nous testerons ceci plus en détail dans les cas réels. De la même manière, il est possible de voir que $\nu(r) = \frac{A_n(r)}{\tau_n}$ présente la même propriété. A_n et τ_n ont des définitions analogues à A_p et τ_p , mais sont calculées avec les amplitudes spectroscopiques des neutrons. Il revient donc approximativement au même de tester l'importance de A_n ou la valeur de τ_n . Un tel test peut être fait par diffusion de protons et complètera utilement l'information obtenue par une excitation électromagnétique qui permet d'atteindre τ_p .

e) Effet des interactions $\vec{L} \cdot \vec{S}$ et tenseur

Nous allons considérer les termes :

$$S_{12} = 3 \left[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{\sigma}_1 \right] \left[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \cdot \vec{\sigma}_2 \right] - (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$$

$$\text{et} \quad \vec{L} \cdot \vec{S} = \left[(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \wedge (\vec{p}_1 - \vec{p}_2) \right] \cdot \left[\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2 \right] \quad (\text{III.22})$$

qui usuellement sont introduits dans les forces nucléon-nucléon réalistes. Dans ce cas, les facteurs de forme A et B sont donnés par leur expression complète (III.9) en fonction des multipôles a^J, b^J et c^J de la force (cf [6]).

Néanmoins, pour des états collectifs nous allons voir que la contribution de la force tenseur est faible. En effet, pour cette force, les multipôles a^J et b^J sont nuls, et c^J ne contribue pas au facteur de forme, en raison de l'incohérence de la somme sur les configurations i_1 et i_1' . L'interaction $\vec{L} \cdot \vec{S}$ par contre, donne lieu à des contributions cohérentes, à la fois pour A et pour B. Il est probable cependant que, dans la section efficace, celles-ci sont petites en comparaison de la contribution du terme scalaire. Néanmoins, ce n'est sans doute pas le cas pour l'asymétrie où la contribution du terme scalaire est plus faible (cette dernière contribution serait nulle s'il n'y avait pas de terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$ dans le potentiel optique).

Pour une excitation $\Delta S = 0$, seul le terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$ peut donc permettre un transfert de spin $S = 1$ à la particule incidente,

$$B(r_2) \approx \sum_{i_1 i_2} (2J+1) G_{j_1 j_2}^2 z_{i_1 i_2}^{JOJ} \int dr_1 b_J(r_1, r_2) f_{\ell_1 j_1}(r_1) f_{\ell_2 j_2}(r_1) \quad (\text{III.23})$$

du moins pour les termes de b_J indépendants de j_1 et j_2 . Ces termes contiennent des opérateurs dérivatifs^[6]. Ils ont été introduits de manière phénoménologique dans le facteur de forme par Sherif^[21] qui a ainsi nettement amélioré les asymétries prédites par le modèle vibrationnel.

III - LES ETATS DE PARITE NON NATURELLE

Ces états sont en général très peu collectifs. En effet, seule la partie en $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ de la force nucléon-nucléon contribue dans l'élément de matrice particule-trou. Nous pouvons donc reprendre le modèle schématique, mais uniquement avec une interaction répulsive. Les états les plus bas ne sont donc pratiquement composés que d'une seule configuration. Nous nous limiterons à ce cas. Dans le formalisme d'hélicité, les deux facteurs de forme sont $C(r_2)$ ($\Delta\lambda_2 = 0$) et $D(r_2)$ ($\Delta\lambda_2 = 1$). Le facteur de forme usuel a pour expression :

$$G_{L=J+1, S, J, M_L}(\vec{r}_2) = (-)^{J+1} \delta_{S1} \sqrt{\frac{8\pi}{2J+1}} \left\{ i^{J+1} Y_{J+1}^{M_L*}(\vec{r}_2) \left[-\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} C(r_2) + \sqrt{\frac{J}{2J+1}} D(r_2) \right] \right.$$

$$G_{L=J-1, S, J, M_L}(\vec{r}_2) = (-)^{J+1} \delta_{S1} \sqrt{\frac{8\pi}{2J+1}} \left\{ i^{J-1} Y_{J-1}^{M_L*}(\vec{r}_2) \left[\sqrt{\frac{J}{2J+1}} C(r_2) + \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} D(r_2) \right] \right.$$

Soit pour une force du type $\alpha + \beta \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$, et une configuration ii'

$$G_{L=J+1, S, J, M_L}(\vec{r}_2) = (-)^{J+1} \delta_{S1} \beta \sqrt{8\pi(2J+1)} \left\{ i^{J+1} Y_{J+1}^{M_L*}(\vec{r}_2) \frac{J+1-\bar{K}_{ii'}}{\sqrt{(J+1)(2J+1)}} g_{J+1}(r_2) \right\}$$

$$G_{L=J-1, S, J, M_L}(\vec{r}_2) = (-)^{J+1} \delta_{S1} \beta \sqrt{8\pi(2J+1)} \left\{ i^{J-1} Y_{J-1}^{M_L*}(\vec{r}_2) \frac{J+\bar{K}_{ii'}}{\sqrt{J(2J+1)}} g_{J-1}(r_2) \right\}$$

$$\bar{K}_{ii'} = (-)^{\ell-j+1/2} (j + \frac{1}{2}) + (-)^{\ell'-j'+1/2} (j' + \frac{1}{2}). \quad (\text{III.25})$$

Le terme $Y_L^{M*}(\vec{r}_2)$ donne, en général, à la section efficace une distribution angulaire typique. Les coefficients $\eta_{J+1} = J+1-\bar{K}_{jj'}$ et $\eta_{J-1} = J+\bar{K}_{jj'}$, donnent, si l'on admet que la dépendance en J des autres facteurs est faible, les intensités relatives des transferts de $L = J+1(L_>)$ et de $L = J-1(L_<)$. En effet, si l'influence du terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$ dans le potentiel optique est négligée, la section efficace a la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = (2J+1) \frac{m^2 k_f}{\pi k_i} G_{JJ'}^2 \beta^2 \left[\frac{(J+\bar{K}_{ii'})^2}{J} \sigma_{J-1}(\theta) + \frac{(J+1-\bar{K}_{ii'})^2}{J+1} \sigma_{J+1}(\theta) \right] \quad (\text{III.26})$$

$$\sigma_L(\theta) = \frac{1}{2L+1} \sum_{M_L} |\langle \chi^{(-)} | Y_L^{M_L*} | \chi^{(+)} \rangle|^2$$

a une forme typique, ne dépendant que de L . Le rapport

$$\rho = \frac{J+1}{J} \left(\frac{J+\bar{K}_{ii'}}{J+1-\bar{K}_{ii'}} \right)^2$$

caractérise le type de transition ($L_>$ ou $L_<$). Il est très sensible à la valeur de $\bar{K}_{ii'}$, c'est-à-dire au signes de $(-)^{\ell-j+1/2}$ et $(-)^{\ell'-j'+1/2}$. Posant $\ell_< = j-1/2$ et $\ell_> = j+1/2$, nous pouvons, avec une définition analogue pour $\ell'_<$ et $\ell'_>$ faire la discussion suivante :

Transitions $l_{<} \rightarrow l'_{<}$: les deux termes de $\bar{K}_{ii}$, sont positifs. K est grand et positif ; $J+K$ est largement supérieur à $J+1-K$. C'est $L_{<}$ qui domine.

Transitions $l_{>} \rightarrow l'_{>}$: K est grand et négatif . $L_{>}$ domine . Ces deux règles ne sont qu'approximatives si $J \ll |\bar{K}_{jj}|$.

Transitions $l_{<} \rightarrow l'_{>}$ et $l_{>} \rightarrow l'_{<}$: K est petit et ρ est voisin de 1 . Il y a mélange. Néanmoins les sections efficaces $\sigma_L(\theta)$ décroissent quand L augmente, et $L_{<}$ domine en général.

Transition	Distribution angulaire
$l_{>} \rightarrow l'_{>}$	$L_{>}$
$l_{<} \rightarrow l'_{<}$	$L_{<}$
$l_{>} \rightarrow l'_{<}$ $l_{<} \rightarrow l'_{>}$	} mélange $L_{<}$ en général

Ces règles ne sont pas valables si la force nucléon-nucléon contient un terme tenseur ou $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Elles ne tiennent pas non plus compte du fait que les multipôles V_L de la force décroissent avec L pour une interaction de portée finie.

CHAPITRE IV

LES NOYAUX A DOUBLE COUCHE COMPLETE

Nous allons, dans ce chapitre, aborder les calculs réels et confronter nos résultats avec l'expérience.

Maints calculs ont déjà été faits avec le modèle microscopique à l'aide de l'approximation des ondes distordues, mais en négligeant les effets d'échange et en utilisant une force nucléon-nucléon phénoménologique. Le principe de ces calculs était de fixer l'intensité de la force en normalisant la section efficace théorique, pour l'excitation d'un niveau donné, d'après la section efficace expérimentale. Comme nous l'avons vu, c'est surtout la valeur absolue de la section efficace qui est sensible à la description microscopique des niveaux collectifs. Le test des amplitudes spectroscopiques était donc très difficile, d'autant plus que l'intensité de la force obtenue variait avec les noyaux considérés et pour un noyau donné avec les états excités étudiés. Nous avons vu, dans le modèle de rayon fini pour l'échange, que les effets dus à l'antisymétrisation des fonctions d'onde étaient essentiellement variables avec l'énergie : la force effective dépend donc aussi de l'énergie de la particule incidente. De plus, même en adaptant la portée de la force, il est très difficile de reproduire les distributions angulaires expérimentales. Un exemple typique est celui des états 3^- et 5^- les plus bas du ^{40}Ca . La description microscopique (R.P.A.) de ces états donnée par Gillet est probablement bonne comme cela a été montré par les calculs de diffusion d'électrons^[12] et de protons à 155 MeV^[13] où "l'impulse approximation" est réputée valable. Pour la diffusion de protons à 30 MeV par contre, les calculs D.W.B.A. avec une force effective ont donné de piètres résultats. C'est ce qui a amené Satchler à conclure que l'approximation des ondes distordues n'était pas valable dans ce cas.^[22]

Nous avons donc choisi ces états pour voir quelles améliorations notre description microscopique de la diffusion (pp') allait pouvoir apporter.

E	r_c	V	r_V	a_V	W	r_W	a_W	W_D	r_D	a_D	V_{LS}	r_{VLS}	a_{VLS}	W_{LS}	r_{WLS}	a_{WLS}
^{40}Ca 55(V) [23]	1,25	37,1	1,16	0,77	7,6	1,44	0,66	0	0	0	8,3	1,16	0,77	0	0	0
^{40}Ca 55(S) [23]	1,25	41,4	1,14	0,73	0	0	0	7,5	1,09	0,82	8,3	1,14	0,73	0	0	0
^{40}Ca 30 [22]	1,2	53,9	1,075	6,814	2,69	1,414	0,509	4,15	1,414	0,509	3,83	0,989	0,391	0	0	0
^{40}Ca 20 [25]	1,25	43,22	1,25	0,65	0	0	0	5,49	1,25	0,62	3,75	1,15	0,55	0,58	1,15	0,55
^{12}C 50 [26]	1,25	35,4	1,25	0,91	3,75	1,25	0,91	0,33	1,25	1,04	3,45	0,62	0,23	0	0	0
^{208}Pb 24,5 [27]	1,25	51.	1,25	0,65	3.	1,25	0,76	7.	1,25	0,76	6.	1,12	0,47	0	0	0

Tableau 3 - Paramètres du modèle optique pour les noyaux à double couche complète.

En plus d'une bonne description des états excités les plus bas, nous disposons en effet d'une gamme assez variée d'expériences, à des énergies suffisamment différentes (55,30 et 20 MeV) pour couvrir une large partie du domaine où l'approximation de Born avec des ondes distordues devrait être valable. Nous avons aussi examiné les autres noyaux à double couche complète où, en général, la R.P.A. décrit bien les états collectifs. Un grand nombre de paramètres entre dans notre calcul, mais nous allons montrer qu'il est possible de les fixer avec précision à l'aide d'autres expériences que celles que nous nous proposons d'expliquer.

A - LES PARAMETRES DU CALCUL

Les paramètres du modèle optique sont fixés par la diffusion élastique (Tableau 3). Nous avons vérifié, à 55 MeV où il existe deux ensembles de paramètres très différents qui rendent compte de la section efficace expérimentale, que nos résultats dépendent très peu du potentiel optique choisi. En particulier, ils varient beaucoup moins que ceux obtenus en utilisant le modèle vibrationnel où le facteur de forme aussi dépend des paramètres optiques.

Les paramètres relatifs à la description des états liés sont tirés d'expériences très diverses. Les plus importants sont d'une part les énergies de liaison des orbitales du modèle des couches qui sont bien connus par les expériences de transfert d'une particule et d'autre part la force nucléon-nucléon effective employée dans la plupart des calculs phénoménologiques. Celle-ci est déterminée en ajustant les spectres théoriques et expérimentaux des états excités. La section efficace de diffusion (pp') est peu sensible à la forme radiale des fonctions d'onde des orbitales liées en raison de l'utilisation d'une force de portée finie. Nous avons pris les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique qui avaient été utilisées dans le calcul des états de la R.P.A.

Nous avons utilisé le potentiel de Blatt-Jackson pour décrire l'interaction nucléon-nucléon. Celui-ci reproduit les déphasages libres

en-dessous de 10 MeV . Cette énergie est sans doute un peu faible, mais ce choix nous évite d'introduire les interactions tenseur et $\vec{L} \cdot \vec{S}$. Les éléments de matrice de ce potentiel ont été comparés à ceux de la matrice de réaction calculée avec les potentiels de Kallio-Kolttweit ou de Hamada-Johnston. W.W. Wong a ainsi montré qu'une interaction simple pouvait, avec une bonne précision, décrire la diffusion nucléon-nucléon à la surface du noyau. Nous avons cependant légèrement modifié la forme radiale de ce potentiel : au lieu de la forme gaussienne (e^{-r^2/λ^2}) testée par Wong, nous prenons une forme de Yukawa ($\frac{e^{-r/\mu}}{r/\mu}$) en déterminant la portée par* :

$$\mu = \frac{1.37}{1.7} \lambda$$

considérant comme équivalentes une gaussienne et une interaction de Yukawa de portées respectives 1.7 fm et 1.37 fm. Le potentiel de Blatt-Jackson a donc la forme :

$$V = V_0 \frac{e^{-\frac{r}{\mu}}}{\frac{r}{\mu}}$$

$$V_0 = 32.5 \text{ MeV} \text{ et } \mu = 1.435 \text{ fm} \text{ dans l'état } {}^1S_0$$

$$V_0 = 67.8 \text{ MeV} \text{ et } \mu = 1.241 \text{ fm} \text{ dans l'état } {}^3S_0 .$$

Nous avons ainsi fixé tous nos paramètres. Le potentiel que nous utilisons donne à peu près les mêmes résultats qu'une force de Serber avec une intensité de 44 MeV et une portée de 1.37 fm . Nous avons inclus l'interaction coulombienne entre protons.

*

Satchler nous a signalé que cette procédure surestimait légèrement l'intégrale de volume de la force nucléon-nucléon.

B - LA CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE

I - LES ETATS 3^- ET 5^- LES PLUS BAS DE ^{40}Ca

Pour chacune des trois expériences de diffusion inélastique respectivement à 55 MeV^[23], 30 MeV^[24] et 20 MeV^[25], nous avons fait deux calculs. Le premier, uniquement avec le terme direct, que nous désignerons par [D] et le second, désigné par [D+E] en incluant les termes d'échange. A 55 MeV (fig. 2 et 3) lorsque l'antisymétrisation est négligée, la section efficace relative à l'excitation de l'état 3^- est un facteur 2 trop faible (3 pour l'état 5^-). Par contre, le calcul complet donne des sections efficaces théoriques très proches de l'expérience, à la fois pour le 3^- et le 5^- , et un bon accord pour les distributions angulaires. L'effet d'échange est surtout un effet de normalisation, comme prédit par notre modèle de portée nulle, mais sur les asymétries calculées avec et sans échange il est possible de voir des différences significatives vers 90° (fig. 4 et 5).

Les sections efficaces à 30 MeV ont été publiées par Fulling et Satchler, en même temps qu'une analyse microscopique avec une force phénoménologique et sans antisymétriser les fonctions d'onde. Avec une force ajustable la normalisation de la section efficace est arbitraire. Le seul test possible est celui des distributions angulaires en ajustant la portée de la force ce qui, dans ce cas, s'était révélé décevant. Dans notre calcul (fig. 6 et 7), lorsque l'antisymétrisation est incluse, nous obtenons en valeur absolue et sans paramètre une section efficace très proche de l'expérience. Avec une portée déterminée par la diffusion nucléon-nucléon libre l'accord, pour la distribution angulaire est comparable à celui que Satchler avait obtenu par fit. Les effets d'échange sont très larges : la section efficace du 3^- est multipliée par 3 et celle du 5^- par 8. En comparaison, la différence avec l'expérience après leur inclusion est faible (30% au maximum à 20° pour le 3^-) et de l'ordre de grandeur des incertitudes des calculs utilisant le modèle des couches.

A 20.3 MeV , nous obtenons qualitativement les mêmes résultats qu'à 30 MeV (fig. 8 et 9). Il y a une différence sensible, pour l'état 5^- , entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales, mais, comme aux énergies plus élevées, la D.W.B.A. avec antisymétrisation donne la valeur absolue des section efficaces. Il faut noter cependant que le modèle optique reproduisait assez mal la section efficace et la polarisation élastiques aux angles avant et il est possible que le calcul inélastique reflète cette différence. De toute façon, l'accord avec l'expérience peut être considéré comme très bon comparé à celui obtenu en négligeant les effets d'échange où la section efficace calculée pour le 5^- est un facteur 10 trop petit. Les asymétries sont moins proches de l'expérience et l'introduction de l'échange ne semble pas les améliorer (fig.10 et 11). Il est cependant difficile d'attribuer une cause précise à ce désaccord. Les asymétries sont relativement sensibles à tous les paramètres du calcul, mais l'introduction d'un terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$ dans la force nucléon-nucléon peut aussi être nécessaire (voir chapitre III). A 20 MeV, nous sommes aussi déjà très proches de la résonance géante, et la diffusion (pp') n'est peut être pas une réaction directe pure à cette énergie.

En définitive, nous voyons que les effets d'échange varient considérablement avec l'énergie de la particule incidente. Comme prédit par notre modèle de rayon fini, ils décroissent quand l'énergie augmente. A basse énergie l'amplitude de diffusion due au processus d'échange peut cependant être bien plus large que l'amplitude directe.

L'accord que nous avons obtenu avec l'expérience montre de façon indubitable que l'excitation des niveaux collectifs par diffusion (pp') se fait de façon importante par l'échange de la particule incidente et de la particule excitée. Calculé pour les protons du noyau seulement, l'effet dû à l'antisymétrisation des fonctions d'onde est plus de deux fois moins important et ne permet pas de rendre compte de la normalisation des sections efficaces expérimentales.

II - LES AUTRES NOYAUX A DOUBLE COUCHE COMPLETE

Deux niveaux semblent relativement bien décrits par la R.P.A., le 2^+ du ^{12}C à 4.4 MeV et le 3^- du ^{208}Pb à 2.6 MeV. Le premier donne de très bons résultats à la fois pour la diffusion d'électrons^[12] et pour la diffusion de protons à 156 MeV^[13]. Le taux de transition électromagnétique du second est légèrement plus faible que le taux expérimental.

[26]

La section efficace (pp') à 50 MeV relative à l'excitation du 2^+ du ^{12}C calculée avec la fonction d'onde R.P.A de Gillet et Vinh-Mau^[8] est en accord avec l'expérience si l'échange est inclus (fig.12). Le seul processus direct donne un résultat trop petit d'un facteur 2,5 environ. Comme pour le ^{40}Ca , nous obtenons la section efficace en valeur absolue sans aucun paramètre ajustable.

La description microscopique de Gillet, Green et Sanderson^[8] de l'état 3^- du ^{208}Pb donne de bonnes distributions angulaires (fig.13) pour la diffusion (pp') à 24,5 MeV^[28,29]. La section efficace théorique est cependant trop petite d'un facteur 3 sans l'échange et d'un facteur 1.5 seulement pour le calcul complet. Ceci peut être considéré comme un très bon résultat, comparable à celui obtenu pour le taux de transition électromagnétique : les excitations de protons et de neutrons semblent être aussi bien décrites l'une que l'autre. Nous constatons d'ailleurs que, malgré l'excès de neutrons dans le noyau, l'état 3^- est pratiquement du type $\Delta T = 0$ pur :

$$\frac{\langle \text{JM} | r^J Y_J^M \tau_z | 00 \rangle}{\langle \text{JM} | r^J Y_J^M | 00 \rangle} \sim 0.1$$

$|00\rangle$ et $|\text{JM}\rangle$ sont respectivement le fondamental et l'état excité considéré.

C - INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES

Nous avons fixé tous nos paramètres à l'aide d'autres expériences que la diffusion (pp'). Souvent, cependant il reste une légère ambiguïté sur leur valeur. Nous allons montrer que les sections efficaces dépendent beaucoup plus des mécanismes (excitation cohérente des configurations particule-trou antisymétrisation entre la particule incidente et la particule excitée) que des quelques paramètres qui restent encore phénoménologiques.

I - LES EFFETS D'ECHANGE

Nous allons comparer, dans un cas modèle, les sections efficaces calculées en tenant compte de l'antisymétrisation ou en la négligeant. Pour montrer que les effets d'échange dépendent peu des paramètres du modèle optique, nous avons fait le calcul dans l'approximation de Born et en D.W.B.A. Nous avons choisi un noyau avec deux particules dans l'orbitale $f_{7/2}$, à l'extérieur du coeur formé par le ^{40}Ca et nous étudierons la section efficace de diffusion de l'état $[f_{7/2} f_{7/2}]^{J_i=0}$ vers $[f_{7/2} f_{7/2}]^{J_f=0}$ à 7. Pour $J_f = 0$, celle-ci peut s'interpréter comme la contribution des deux particules à l'extérieur du coeur à la section efficace de diffusion élastique, au premier ordre du potentiel nucléon-nucléon.

Si nous utilisons le mélange de Serber, l'interaction entre le proton incident et les deux nucléons est d'après III :

$$\begin{aligned} v(1-P_{\sigma\tau}\vec{P}_{\vec{r}}) &= (-10+10 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(1+\vec{P}_{\vec{r}}) \quad \text{pour deux protons dans } f_{7/2} \\ &= -20 (1+\vec{P}_{\vec{r}}) \quad \text{pour deux neutrons} \\ &= (-15+5 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(1+\vec{P}_{\vec{r}}) \quad \text{pour un état } T = 0. \end{aligned}$$

Dans la limite où la non-localité due à $\vec{P}_{\vec{r}}$ est faible, d'une part le terme central seul contribue aux excitations de parité naturelle car d'après III, K est nul pour $i=i'$, et d'autre part seul le terme en $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ contribue aux transitions de parité non naturelle. Les sections efficaces sont calculées dans le cas d'une paire proton-neutron couplée à $T = 0$ (nous utilisons donc une description simplifiée des états du ^{42}Sc).

a) Approximation de Born

Les sections efficaces, lorsque l'on néglige l'échange, diminuent pratiquement de manière exponentielle lorsque le moment angulaire transféré croît (fig.14). Le transfert $L = L_{<} = J-1$ domine pour les états de

parité non naturelle, la transition étant du type $\ell_{<} \rightarrow \ell_{<}$ (voir chapitre III-C). La section efficace est cependant nettement plus faible que celle de l'état de parité naturelle correspondant (pour un même L transféré) à cause du mélange de la force que nous avons utilisée. Pour les états 6^+ et 7^+ , l'influence de la barrière centrifuge se fait sentir à basse énergie.

La diminution de la section efficace vient pour une faible part (un facteur 10) des coefficients géométriques et pour une part plus importante (un facteur 100) de la décroissance des multipôles $V_L(r_1, r_2)$ de l'interaction. Pour une force $\delta(\vec{r})$ (fig.15) ceux-ci seraient constants : cette décroissance est donc typiquement un effet de la portée finie de l'interaction nucléon-nucléon qui varie moins brusquement qu'une force δ en fonction de la distance entre les particules et ne peut donc ainsi transférer des moments élevés.

Dans l'amplitude de diffusion du processus d'échange, tous les multipôles V_L interviennent (cf I-42a) quel que soit le moment angulaire transféré. Celle-ci varie donc bien moins (fig.16) que l'amplitude directe en fonction de ce dernier. Pour les sections efficaces avec antisymétrisation, la différence entre le 0^+ et le 7^+ est réduite d'un facteur 10 environ :

$$\left(\frac{\sigma_0 + [D]}{\sigma_7 + [D]} \sim 10^3 \quad \text{et} \quad \frac{\sigma_0 + [D+E]}{\sigma_7 + [D+E]} \sim 10^2 \right).$$

L'effet de l'antisymétrisation, que nous allons caractériser par le rapport $\rho = \frac{\sigma[D+E]}{\sigma[D]}$ (fig.17), est donc bien plus grand pour les moments élevés ($\rho \sim 15$ pour le 7^+) que pour les moments faibles ($\rho \sim 2$ pour le 0^+). Pour une force de portée nulle ρ est constant et égal à 4 : les effets dus à la portée finie sont donc très importants. A basse énergie, la barrière centrifuge diminue ces effets, car elle empêche la particule incidente de pénétrer dans le noyau. A grande énergie, l'antisymétrisation est moins importante, comme prédit par le modèle de rayon fini (III-A).

Force	^{40}Ca $E_p = 55 \text{ MeV}$ $E(3^-) = 3.83 \text{ MeV}$				^{208}Pb $E_p = 24.55 \text{ MeV}$ $E(3^-) = 2.6 \text{ MeV}$			
	$[D+E]_{250}$	$[D]_{250}$	$[D+E]_{850}$	$[D]_{850}$	$[D+E]_{250}$	$[D]_{250}$	$[D+E]_{850}$	$[D]_{850}$
Exp[23,27]	13.		0.25		2.8		0.48	0.22
SERBER	11.6	6.3	0.24	0.09	1.85	1.0	0.38	0.22
CAL	4.	1.0	0.11	0.015	0.7	0.2	0.14	0.05
ROSENFELD	2.2	0.01	0.1	0.0001				

Tableau 4 - Sections efficaces différentielles de diffusion (pp') pour diverses interactions nucléon-nucléon. L'intensité utilisée est 40 MeV et la forme radiale est du type Yukawa avec une portée de 1,37 fm. Les paramètres du mélange sont donnés dans tableau 2p42. E_p est l'énergie du proton incident, $E(3^-)$ l'énergie d'excitation de l'état considéré, $[D]$ est le résultat lorsque l'échange est négligé, $[D+E]$ est le calcul complet. L'indice correspond à l'angle de diffusion considéré.

b) L'approximation des ondes distordues (figs.18 à 20)

L'introduction d'un potentiel avec une partie imaginaire pour les fonctions d'onde de la particule libre diminue les sections efficaces, surtout à basse énergie, ce qui atténue leur décroissance en fonction de l'énergie (nous avons utilisé un potentiel optique unique, celui du ^{40}Ca à 55 MeV). Lorsque le moment transféré croît, les sections efficaces présentent la même décroissance que dans l'approximation de Born. L'effet de l'échange est cependant, en général, légèrement moins important à cause de l'absorption. Pour les grands moments angulaires, le rapport ρ reste largement supérieur à 4, comme nous l'avons constaté dans le cas réel.

II - LE MODELE NUCLEAIRE

Nous allons comparer les sections efficaces obtenues dans divers modèles nucléaires : une simple excitation particule-trou, l'approximation de Tamm-Dancoff et la R.P.A. . A titre d'exemple, nous avons choisi le ^{40}Ca à 55 MeV . Les sections efficaces augmentent régulièrement lorsque l'espace de configuration s'accroît (fig. 21 et 22). Les distributions angulaires ne sont cependant pas modifiées. Elles ne permettent pas de distinguer entre les divers modèles nucléaires. C'est pourquoi il est nécessaire de décrire la diffusion (pp') sans paramètre de normalisation adaptable.

Les asymétries (fig. 23 et 24) aussi dépendent peu de la fonction d'onde microscopique utilisée.

III - LA FORCE NUCLEON-NUCLEON

Dans le cas du ^{40}Ca à 55 MeV , nous donnons (tableau 4) les diverses sections efficaces obtenues avec le mélange de Rosenfeld et la force CAL que Gillet, Green et Sanderson avaient utilisé pour le calcul des états excités. La valeur absolue des sections efficaces dépend considérablement du mélange choisi. Les effets d'échange sont moins importants pour la force de Serber (proche de l'interaction nucléon-nucléon libre) que pour les autres forces habituellement utilisées dans les calculs d'états liés (CAL, Rosenfeld).

IV - LE CHOIX DES ETATS DU MODELE DES COUCHES

Nous allons montrer sur un exemple que la section efficace de diffusion inélastique dépend peu des fonctions d'onde radiales utilisées pour décrire les orbitales liées.

Les orbitales de protons du ^{40}Ca sont en réalité des résonances. A cause de la barrière coulombienne, les fonctions radiales ne sont cependant pas très différentes^[30] de celles de l'orbitale de neutrons correspondante, malgré la grande différence entre les énergies de liaison. C'est pourquoi, l'on utilise en général les mêmes fonctions d'onde pour les orbitales de protons et de neutrons. Utilisant cette dernière approximation, nous avons calculé les sections efficaces à 55 MeV relatives aux états 3^- et 5^- en utilisant un puits de Saxon-Wood pour les particules du noyau. Les résultats sont comparables à ceux obtenus avec des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique (fig.25 et 26).

Les asymétries sont, par contre, sensiblement modifiées (figs.27 et 28). A 20.3 MeV (figs.29 à 32) il semble que les sections efficaces soient plus sensibles que les asymétries à la description des orbitales du modèle des couches. Ces différences semblent être systématiques. Nous les observons aussi (fig.33) pour la transition $(f_{7/2} f_{7/2})_{T=0}^{0+} \rightarrow (f_{7/2} f_{7/2})_{T=0}^{J+}$ du ^{42}Sc où cependant les particules du noyau sont dans des orbitales liées. Pour passer de l'explication des gros effets dans la diffusion pp' à une description plus fine, il faudra sans doute étudier en détail l'influence sur la section efficace d'un puits à bord fini pour les particules du noyau.

V - LE CHOIX DU POTENTIEL OPTIQUE

Les sections efficaces (pp') à 55 MeV relatives aux états 3^- et 5^- du ^{40}Ca fournissent un exemple extrêmement intéressant qui permet de comparer l'influence des paramètres du potentiel optique dans les modèles vibrationnel et microscopique.

a) Le modèle vibrationnel

Satchler^[23] a obtenu deux potentiels qui rendaient compte de la diffusion élastique. Le premier (V) avec une absorption de volume pure et le second (S) avec une absorption de surface pure. Les deux potentiels

Protons	55 MeV		20,3 MeV	16,5 MeV
	OH	SW	OH	OH
1s	0,01	0,01	0,05	0,05
1p _{3/2}	0,02	0,02	0,08	0,09
1p _{1/2}	0,02	0,02	0,08	0,09
2s	0,01	0,02	0,11	0,07
1d _{5/2}	0,02	0,01	0,15	0,14
1d _{3/2}	0,05	0,02	0,15	0,12
1f _{7/2}	0,06	0,04	0,13	0,18
2p _{3/2} (non lié)	0,06		0,24	0,41
2p _{1/2} (non lié)	0,08		0,28	0,47
1f _{5/2} (non lié)	0,09		0,19	0,34

Tableau 5 - Recouvrements des ondes partielles du modèle optique avec les orbitales du ⁴⁰Ca . La première moitié du tableau correspond aux orbitales occupées dans le fondamental du modèle des couches et la seconde aux orbitales vides. Les particules du noyau sont supposées être dans un puits harmonique ("OH") ou dans un puits de Saxon-Wood ("SW"). L'énergie de 17,5 MeV correspond à l'état final, après excitation du niveau à 3,8 MeV, de la réaction pp' à 20,3 MeV .

donnent des sections efficaces inélastiques identiques, avec les mêmes paramètres de déformation [23] à condition de déformer à la fois la partie réelle et la partie imaginaire. Par contre, pour une déformation réelle seulement, la section efficace relative à (V) est 2 ou 4 fois plus grande, et celle relative à (S) à une dépendance angulaire entièrement modifiée [23]. Ce calcul avait été qualifié par Satchler comme "le premier exemple montrant sans ambiguïté qu'un couplage complexe était de toute évidence nécessaire pour décrire la diffusion inélastique de protons".

b) Le modèle microscopique

Dans ce modèle, le facteur de forme (réel, mais non local à cause du terme d'échange, voir III) est donné et ne dépend pas des paramètres du modèle optique. Les deux sections efficaces relatives aux potentiels (V) et (S) sont identiques à moins de 10% près (figs.34 et 35). Les asymétries qui, à cette énergie, sont pourtant très sensibles à tous les paramètres du calcul ne présentent pas de variation sensible (figs.36 et 37). Ceci montre que, dans le modèle microscopique, il n'est peut être pas nécessaire d'introduire le couplage complexe que Satchler [22,23] suggère.

VI - L'ORTHOGONALITE DES FONCTIONS D'ONDE LIBRES ET LIEES

Au chapitre I, nous avons admis que les fonctions d'onde optiques n'avaient pas de composantes sur les états liés du modèle des couches. Nous aurions dû plus exactement supposer qu'elles étaient orthogonales à toutes les fonctions d'onde relatives aux orbitales utilisées dans la construction du fondamental et de l'état excité du noyau. Pour le ^{40}Ca , nous avons calculé (tableau 5) les recouvrements $\left| \int_0^\infty f_{nlj}(r) \chi_{lj}^{(+)}(r) r^2 dr \right|$ pour les diverses orbitales de protons liées (1s à $1f_{7/2}$) ainsi que pour quelques résonances ($1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$, $1f_{5/2}$) qui entrent dans la description microscopique des états 3^- et 5^- sous forme d'états liés dans un puits harmonique. Pour des protons de 55 MeV, ces recouvrements sont très faibles pour les états occupés dans le fondamental du modèle des couches (1s à $1d_{3/2}$) et peu importants pour les orbitales vides ($1f_{7/2}$ à $1f_{5/2}$). Les fonctions d'onde liées dans un puits de Saxon-Wood ne donnent pas des résultats sensiblement différents. A plus basse énergie, par contre, les recouvrements sont très importants et dépendent considérablement de l'énergie de la particule incidente, comme le

montre la comparaison des valeurs obtenues à 20,3 MeV et 16,5 MeV (énergie de la particule sortante après excitation de l'état 3^- à 3,8 MeV). Ceci peut être l'une des causes du mauvais accord pour les distributions angulaires observé à cette énergie.

E	r _c	V	r _V	a _V	W	r _W	a _W	W _D	r _D	a _D	V _{LS}	r _{VLS}	a _{VLS}	W _{LS}	r _{WLS}	a _{WLS}
⁵⁸ Ni 40 [31]	1,25	51,1	1,08	0,789	5,71	1,53	0,43	0,74	1,53	0,43	5,19	1,043	0,614	-0,24	1,043	0,614
⁶⁰ Ni 40 [31]	1,25	48,3	1,12	0,77	5,4	1,47	0,6	1,6	1,47	0,6	7.	0,98	0,86	0	0	0
⁶⁰ Ni 13 [33]	1,25	50,5	1,25	0,65	0	0	0	12,9	1,25	0,47	6.	1,12	0,47	0	0	0
⁶² Ni 11 [32]	1,25	50,84	1,25	0,65	0	0	0	10,21	1,25	0,47	7,5	1,25	0,65	0	0	0
⁸⁸ Sr 20,3 [1]	1,25	51,9	1,19	0,78	0	0	0	12,3	1,27	0,59	7,4	1,25	0,65	0	0	0
⁹⁰ Zr 20,3 [35]	1,25	47,38	1,25	0,65	0	0	0	10,79	1,25	0,62	5,61	1,16	0,43	0	0	0
⁹⁰ Zr 12,7 [36]	1,25	54,2	1,22	0,607	0	0	0	5,4	1,293	0,737	7,9	1,22	0,607	0	0	0
¹¹⁶ Sn 16 [34]	1,2	55,25	1,2	0,7	0	0	0	10,73	1,25	0,65	6.	1,1	0,7	0	0	0
¹¹⁸ Sn 16 [34]	1,2	55,28	1,2	0,7	0	0	0	11,83	1,25	0,65	6.	1,1	0,7	0	0	0
¹²⁰ Sn 16 [34]	1,2	55,79	1,2	0,7	0	0	0	11,52	1,25	0,65	6.	1,1	0,7	0	0	0
¹²² Sn 16 [34]	1,2	56,14	1,2	0,7	0	0	0	11,75	1,25	0,65	6.	1,1	0,7	0	0	0
¹²⁴ Sn 16 [34]	1,2	56,37	1,2	0,7	0	0	0	12,22	1,25	0,65	6.	1,1	0,7	0	0	0

Tableau 6 - Paramètres du modèle optique pour les noyaux à une couche ouverte.

CHAPITRE V

LES NOYAUX A UNE COUCHE OUVERTE

Pour les excitations $T = 0$ des noyaux à double couche complète, la comparaison des taux de transition théoriques et expérimentaux permet de vérifier la description microscopique à la fois des excitations de protons et de neutrons. Lorsque cependant l'une des couches est ouverte, ces particules jouent a priori des rôles très différents et il n'est plus possible de caractériser la collectivité de l'état considéré par le seul taux de transition $B(E\lambda)$ qui n'est sensible qu'aux particules chargées. La diffusion (pp') fournit dans ce cas le test complémentaire qui permet d'atteindre les excitations de neutrons. En effet, pour une force nucléon-nucléon libre, l'interaction dans le système p-n est à peu près deux fois plus forte que dans le système p-p. De plus, les forces coulombienne et nucléaire interfèrent de façon destructive à basse énergie, ce qui réduit encore l'interaction p-p. Les sections efficaces de diffusion (pp') sont donc surtout sensibles à la description des neutrons du noyau.

A - LES RESULTATS

Nous considérons les nickels, les étains (une couche complète de protons) et les isotones ^{88}Sr et ^{90}Zr (une couche complète de 50 neutrons). Une description microscopique très complète de ces noyaux a été donnée par Gillet, Giraud et Rho qui, partant d'un fondamental de B.C.S. ont inclus, dans l'approximation R.P.A., à la fois les excitations des nucléons de valence et des nucléons du coeur. Nous nous limiterons aux états 2^+ et 3^- les plus bas de chaque noyau. Les sections efficaces ont été mesurées à 40 MeV^[31] pour ^{58}Ni et ^{60}Ni et à 11 MeV pour ^{62}Ni ^[32]. Il existe une seconde mesure à 13 MeV pour ^{60}Ni ^[33].

Les expériences de diffusion (pp') sur les étains (116,118,120,122,124) ont été faites à 16 MeV^[34]. Pour ⁸⁸Sr et ⁹⁰Zr, nous avons retenu les expériences à 20.3 MeV^[1,36] et celle à 12.7 MeV^[36]. Nous donnons dans le tableau 6 les divers paramètres du modèle optique relatifs à ces expériences.

I - LES ETATS 3⁻ (figs.38 à 48)

Pour tous les noyaux étudiés, les intensités des sections efficaces calculées sont relativement proches de l'expérience (Tableaux 7 à 9). Il était essentiel, pour obtenir ces résultats d'inclure l'antisymétrisation qui augmente les sections efficaces d'un facteur 2 ou 3. Celui-ci dépend peu de l'énergie, probablement parce que le moment angulaire transféré est faible (cf III-C). Comme pour les noyaux à double couche complète, les effets d'échange ne modifient que peu la distribution angulaire. La qualité de celle-ci est nettement moins bonne à basse énergie. Ceci introduit dans certains cas une légère ambiguïté dans la définition de la normalisation relative des sections efficaces différentielles

$$N\left(\frac{\text{exp}}{\text{th}}\right) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ exp}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ th}} .$$

Pour les nickels et les noyaux à 50 neutrons N est de l'ordre de 1 à 2, et l'accord est comparable à celui des taux de transition électromagnétiques (Tableaux 7 à 9). Nous verrons plus loin comment interpréter ce résultat. Pour les étains, par contre $N\left(\frac{\text{exp}}{\text{th}}\right)$ varie entre 3 et 6 alors que Gillet, Giraud et Rho avaient obtenu les $B(E3)$ expérimentaux (extraits de la diffusion d'électrons) avec ces mêmes fonctions d'onde. Il semble donc que dans ces noyaux les excitations de neutrons soient sous-estimées. Néanmoins, il y a une très grande différence, plus d'un facteur 2, entre les taux de transition obtenus par diffusion d'électrons et par excitation coulombienne^[16,37]. D'après cette dernière expérience, la description microscopique que nous avons utilisée pour les étains sous-estime aussi légèrement les excitations des protons.

II - LES ETATS 2^+ (figs.49 à 60)

Les sections efficaces calculées augmentent d'un facteur 2 environ lorsque l'échange est inclus. Pour les noyaux à 50 neutrons, la théorie reste très en-deça de l'expérience : il y a à peu près un facteur 10 entre les deux sections efficaces correspondantes, alors que les taux de transition ne sont trop faibles que d'un facteur 4. Pour les noyaux à couche fermée de protons, la situation est inversée. Les sections efficaces de diffusion (pp') sont trop faibles d'un facteur 1,5 à 4 alors que le rapport $B(E2)$ expérimental au taux théorique varie entre 7 et 50 (tableaux 10 à 12). Le modèle B.C.S. + R.P.A. pour les états 2^+ sous-estime donc considérablement les excitations des particules de la couche fermée, surtout pour les noyaux à excès de neutrons. Cette conclusion est, bien sûr, qualitative, car les deux sortes de particules interviennent dans la diffusion pp' .

B - LE TEST QUANTITATIF DES AMPLITUDES SPECTROSCOPIQUES

Nous avons déjà caractérisé la différence entre protons et neutrons par les deux rapports

$$N(\frac{\text{exp}}{\text{th}}) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ exp}}{\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{ th}} \quad \text{et} \quad B(\frac{\text{exp}}{\text{th}}) = \frac{B(E\lambda) \text{ exp}}{B(E\lambda) \text{ th}} .$$

Nous allons extraire de ces deux nombres une information plus directement reliée aux excitations de protons et de neutrons. Pour cela, nous multiplions toutes les amplitudes spectroscopiques des protons $Z_{ii}^J, (\text{prot.})$ relatives à un niveau donné par un même facteur λ_p afin de rendre compte du taux de transition électromagnétique observé. Les amplitudes de neutrons $Z_{ii}^J, (\text{neutr.})$ sont ensuite renormalisées par un facteur λ_n afin d'obtenir, avec les amplitudes $\lambda_p Z_{ii}^J, (\text{prot.})$ et $\lambda_n Z_{ii}^J, (\text{neutr.})$ les valeurs expérimentales pour la section efficace (pp'). Si λ_p et λ_n ne sont pas très différents de 1, nous considérons les fonctions d'onde

microscopiques comme bonnes. Si, par contre, l'une des valeurs est bien plus grande que 1, nous aurons une indication bien plus précise que dans la section A pour conclure que l'une des couches est mal décrite par la théorie.

L'utilisation de la même constante de renormalisation λ_p pour l'amplitude électromagnétique et l'amplitude pp' est grossièrement justifiée par la similitude des deux opérateurs d'excitation dans l'espace orbital, comme nous l'avons déjà indiqué en III-C. Pour vérifier numériquement la qualité de cette approximation, nous avons, fait plusieurs calculs pour l'état $\bar{3}$ du ^{90}Zr , en ne prenant que les particules de la couche ouverte, i.e., les protons. Pour des fonctions d'onde très différentes, nous obtenons la même section efficace de diffusion (pp') à condition d'introduire des constantes de renormalisation λ_p qui donnent le taux de transition expérimental. Nous considérons d'une part la fonction d'onde obtenue par un mélange d'excitations à deux quasi-particules des orbitales extérieures au coeur, d'autre part la composante "proton" des fonctions d'onde T.D.A. et R.P.A. . Les sections efficaces sont relativement proches pour les descriptions T.D.A. (renormalisée) et R.P.A. (fig.61) car les deux fonctions d'onde ont déjà un caractère collectif.

Pour caractériser simplement la nature des états collectifs étudiés, nous utilisons les valeurs moyennes de l'opérateur $r^J Y_J^M$, calculées séparément pour les excitations de neutrons (ν_J) et de protons (π_J) :

$$\nu_J = \langle JM | r^J Y_J^M \frac{1+\tau_2}{2} | 00 \rangle$$

$$\pi_J = \langle JM | r^J Y_J^M \frac{1-\tau_2}{2} | 00 \rangle$$

$|00\rangle$ et $|JM\rangle$ sont respectivement les fonctions d'onde du fondamental et de l'état excité du noyau. Par analogie avec le paramètre de déformation β_J du modèle vibrationnel, nous appellerons ν_J et π_J les "déformations" de la couche de neutrons et de la couche de protons. Nous comparons le rapport $\rho_{th} = \frac{\nu_J}{\pi_J}$ obtenu avec les amplitudes spectroscopiques calculées avec ρ_{extr} extrait de l'expérience à l'aide des facteurs λ_p et $\lambda_n := \lambda_n / \lambda_p \rho_{th}$. Ce rapport représente les déformations relatives des protons et des neutrons dans la fonction d'onde vraie. Il

est donc, dans la limite des erreurs de la méthode d'extraction, indépendant de la fonction d'ondemicroscopique utilisée. Lorsque ρ vaut 1, l'excitation est du type $\Delta T = 0$ pur. Pour $\rho = -1$, elle serait du type $\Delta T = 1$. Nous avons cependant pris λ_p et λ_n du même signe, c'est-à-dire supposé que les amplitudes de protons et de neutrons de la fonction d'onde vraie avaient la même phase relative que dans la fonction d'onde modèle : ρ_{extr} a le signe de ρ_{th} . Ce dernier est d'ailleurs toujours positif pour les états collectifs les plus bas. (Ceci peut se comprendre à l'aide du modèle schématique de III-B qui prédit $\rho_{\text{th}} \sim 1$).

I - LES ETATS 3^-

La description microscopique prédit une excitation $\Delta T = 0$ pratiquement pure pour tous les états que nous avons étudiés (tableaux 13 à 15). En effet, dans le modèle B.C.S. + R.P.A., les états 3^- sont principalement formés par des excitations du coeur. Les renormalisations λ_p et λ_n sont faibles et de l'ordre de 1 (pour les états, voir discussion plus bas). Ces états sont donc fort bien décrits dans l'approximation B.C.S + R.P.A. La qualité des distributions angulaires calculées, moins bonne à basse énergie, ne permet cependant pas de considérer ρ_{extr} comme significativement différent de 1.

Pour les états, à cause de la différence entre les taux de transition électromagnétiques extraits par diffusion (ee')^[16] et par excitation coulombienne^[37], nous avons deux séries de valeurs de λ_p et λ_n selon que nous nous référons à l'une ou à l'autre de ces expériences. Pour cette raison d'ailleurs, nous avons considéré λ_p constant pour tous les isotopes et égal à 1 (ee') ou 1,4 (excitation coulombienne). Les deux facteurs λ_n correspondants extraits par diffusion de protons ne diffèrent que de 10% ce qui montre que les sections efficaces (pp') sont peu sensibles aux excitations de protons. L'interférence coulombienne est en effet assez importante à 16 MeV. Cette variation de 10%, quoique faible, est peu sensible aux erreurs dues à la méthode d'extraction, car elle ne dépend pas de la manière dont nous ajustons les sections efficaces théoriques et expérimentales. La différence entre les deux valeurs de $\rho_{\text{extr}} = \frac{\lambda_n}{\lambda_p} \rho_{\text{th}}$,

de l'ordre de 50% , est donc connue avec une assez bonne précision :

$$\rho_{\text{extr}} \sim 1,4 \text{ (excitation coulombienne)}$$

$$\rho_{\text{extr}} \sim 2,1 \text{ (diffusion (ee'))} .$$

Nous allons maintenant montrer que les valeurs absolues des rapports ρ_{extr} sont suffisamment bien connues pour que l'on puisse affirmer que c'est l'excitation coulombienne qui donne un résultat analogue à celui que nous avons obtenu pour les nickels et les noyaux à 50 neutrons, à savoir que $\rho_{\text{extr}} \sim 1$. Nous aurions en effet pu ajuster les sections efficaces (pp') calculées sur le second maximum expérimental au lieu du premier (fig.62). De toute évidence nous obtenons ainsi des valeurs de λ_n et ρ_{extr} trop faibles, mais qui peuvent être considérées comme des bornes inférieures soit, par exemple pour ^{118}Sn (fig.62) : $\lambda_n > 2$ et $\rho_{\text{extr}} > 1,3$ (exc. coul.) ou $\rho_{\text{extr}} > 2$ (ee') . Même dans ce cas, cependant ρ_{extr} est relativement grand (1,3) comparé à 1. Ce résultat doit sans doute être rapproché de celui obtenu pour ^{60}Ni à 13 MeV ($\rho_{\text{extr}} \sim 1,3$) alors qu'à 40 MeV , ρ_{extr} est état de l'ordre de 0,7 .

Les niveaux 3^- sont ceux pour lesquels nous avons obtenu la moins bonne distribution angulaire. Dans les cas où l'ambiguïté sur λ_n était la plus grande, nous avons donné les deux valeurs extrémales pour ce facteur. La valeur absolue des sections efficaces est cependant suffisamment sensible aux excitations de neutrons pour que λ_n soit déterminé dans les cas les plus défavorables à $\pm 20\%$ près, et en général bien mieux, comme pour ^{90}Zr à 20.3 MeV (fig.63).

II - LES ETATS 2^+

La description microscopique des états 2^+ en donne une image très différente de celle des états 3^- . En effet, dans le modèle B.C.S.+R.P.A., pratiquement seules les particules à l'extérieur du coeur participent à l'excitation. Ceci se traduit par des rapports $\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$ de l'ordre de 1/3 lorsque la couche de protons est ouverte et de l'ordre de 2 à 4 pour une couche ouverte de neutrons.

Comme nous l'avons signalé plus haut, les excitations de la couche fermée sont cependant largement sous-estimées par le modèle nucléaire que nous avons utilisé. Le facteur de renormalisation relatif aux particules dans cette couche est donc plus grand que le facteur correspondant de la couche ouverte. Dans la limite $\pm 20\%$, les rapports ρ_{extr} sont tous égaux à 1 si pour les états nous utilisons les taux de transition de l'excitation coulombienne. D'après la diffusion (ee'), ρ_{extr} est dans ce cas de l'ordre de 1,6. Dans les figs. 64 et 65, nous donnons deux exemples typiques de sections efficaces après renormalisation.

En conclusion, nous avons trouvé que les états 3^- étaient principalement formés des configurations à une particule-un trou et à deux quasiparticules. Pour les états 2^+ , par contre, il faut sans doute trouver un autre mécanisme pour expliquer les excitations de la couche fermée. Grâce à l'introduction des effets d'échange qui font de la D.W.B.A. un test quantitatif pour les fonctions d'onde microscopiques, nous avons pu voir que les excitations de protons et de neutrons avaient la même importance dans le noyau : les états collectifs les plus bas sont pratiquement des états $\Delta T = 0$ purs. Il faut cependant noter que même si $\langle JM | r^J Y_J^M \tau_z | 00 \rangle$ est nul, les protons et les neutrons ne jouent pas nécessairement un rôle absolument identique.

3^-	^{88}Sr 20,3 MeV	^{90}Zr 20,3 MeV	^{90}Zr 12,7 MeV
$[D] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	5	3	5
$[D+E] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	2,5	1,5	1,9
$\frac{B(E3)_{\text{exp}}}{B(E3)_{\text{th}}}$	2	2	2

Tableau 7 - Facteurs par lesquels les sections efficaces théoriques sont trop faibles. [D] désigne le calcul fait en négligeant les effets d'échange et [D+E] le calcul complet. A titre de comparaison, nous avons donné les rapports entre les taux de transition $B(E\lambda)$ expérimentaux et théoriques. [14]

3^-	^{88}Sr 20,3 MeV	^{90}Zr 20,3 MeV	^{90}Zr 12,7 MeV
λ_p	1,4	1,4	1,4
λ_n	1,5	1,2	1,3(0,8)
$\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$	0,91	0,8	0,8
$\rho_{\text{extr}}(\frac{n}{p})$	1,0	0,7	0,75(0,6)

Tableau 13 - Facteurs de renormalisation λ_p et λ_n des amplitudes spectroscopiques de protons et de neutrons. (Pour de bonnes fonctions d'onde ces facteurs seraient égaux à 1). L'importance relative des excitations de neutrons et de protons est caractérisée par $\rho_{\text{th}}(n/p)$ pour les fonctions d'onde calculées et par $\rho_{\text{extr}}(n/p)$ pour l'excitation vraie. Cette dernière valeur est obtenue par l'utilisation conjointe des expériences (pp') et (ee') (ou excitation coulombienne). Pour ^{90}Zr à 12,7 MeV, nous avons donné entre parenthèses la plus petite valeur possible pour λ_n .

3^-	$^{58}_{\text{Ni}}$ 40	$^{60}_{\text{Ni}}$ 40	$^{60}_{\text{Ni}}$ 13
$[D] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	3	2,5	4
$[D+E] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	1	1,2	1,6
$\frac{B(E3)_{\text{exp}}}{B(E3)_{\text{th}}}$	3,3	3,5	3,5

Tableau 8 - voir 7

3^-	$^{58}_{\text{Ni}}$ 40	$^{60}_{\text{Ni}}$ 40	$^{60}_{\text{Ni}}$ 13
λ_p	1,8	1,9	1,9
λ_n	1	0,9	1,5
$\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$	1,6	1,5	1,5
$\rho_{\text{extr}}(\frac{n}{p})$	0,9	0,7	1,3

Tableau 14 - voir 13

3^-	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
$[D] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	6	10	8	8	10
$[D+E] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	3	5	4	4	6
$\frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{th}}}$	2(1)	2(1)	2(1)	2(1)	2(1)

Tableau 9 - voir 7

Pour les taux de transition nous considérons d'une part les mesures par excitation coulombienne et d'autre part, entre parenthèses, celles relatives à la diffusion (ee').

3^-	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
λ_p	1,4(1)	1,4(1)	1,4(1)	1,4(1)	1,4(1)
λ_n	1,8(2)	2,2(2,4)	2,2(2,4)	2,2 (2,4)	2,8 (3.)
$\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$	0,95	0,92	0,89	0,86	0,80
$\rho_{\text{extr}}(\frac{n}{p})$	1,2(1,9)	1,4 (2,2)	1,4 (2,2)	1,4 (2,2)	1,6 (2,4)

Tableau 15 - voir 13

Pour les valeurs qui dépendent des taux de transition électromagnétiques nous donnons d'une part, les quantités obtenues en considérant l'excitation coulombienne et, entre parenthèses, celles relatives à la diffusion (ee').

2^+	^{88}Sr 20,3 MeV	^{90}Zr 20,3 MeV	^{90}Zr 12,7 MeV
$[D] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	35	25	25
$[D+E] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	12	14	12
$\frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{th}}}$	3,5	4	4

Tableau 10 - voir 7

2^+	^{88}Sr 20,3 MeV	^{90}Zr 20,3 MeV	^{90}Zr 12,7 MeV
λ_p	1,8	2	2
λ_n	6.	5,5	5.
$\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$	0,31	0,36	0,36
$\rho_{\text{extr}}(\frac{n}{p})$	1,0	1,0	0,9

Tableau 16 - voir 13

2^+	$^{58}_{Ni}$ 40	$^{60}_{Ni}$ 40	$^{60}_{Ni}$ 13	$^{62}_{Ni}$ 11
$[D] \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}}$	5	2,4	6	3,3
$[D+E] \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{th}}$	2,5	1,4	2,4	1,5
$\frac{B(E2)_{exp}}{B(E2)_{th}}$	18	9.	9.	7

Tableau 11 - voir 7

2^+	$^{58}_{Ni}$ 40	$^{60}_{Ni}$ 40	$^{60}_{Ni}$ 13	$^{62}_{Ni}$ 11
λ_p	4,2	3	3	2,6
λ_n	1,3	0,9 - 1,3	1,4	1,1
$\rho_{th}(\frac{n}{p})$	2,8	2,6	2,6	3,0
$\rho_{extr}(\frac{n}{p})$	0,9	0,8 - 1,1	1,2	1,3

Tableau 17 - voir 13

2^+	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
$[D] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	7,5	7	5,5	3,5	4,5
$[D+E] \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{th}}}$	4,5	4	3.	2.	2,5
$\frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{th}}}$	50 (25)	50 (25)	50 (25)	50 (25)	50 (25)

Tableau 12 - voir 7

Pour les taux de transition nous considérons d'une part les mesures par excitation coulombienne et d'autre part, entre parenthèses, celles relatives à la diffusion (ee').

2^+	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
λ_p	7(5)	7(5)	7(5)	7(5)	7(5)
λ_n	1,8(2)	1,8(2)	1,4(1,6)	1,2(1,3)	1,2(1,3)
$\rho_{\text{th}}(\frac{n}{p})$	4,0	4,2	4,3	4,4	4,5
$\rho_{\text{extr}}(\frac{n}{p})$	1,0(1,6)	1,1(1,7)	0,9(1,4)	0,8(1,2)	0,8(1,2)

Tableau 18 - voir 13

Pour les valeurs qui dépendent des taux de transition électromagnétiques nous donnons d'une part les quantités obtenues en considérant l'excitation coulombienne et, entre parenthèses, celles relatives à la diffusion (ee').

CONCLUSION

Les effets dus à l'antisymétrisation de la fonction d'onde de toutes les particules se sont révélés importants pour tous les noyaux que nous avons considérés. Avec une force nucléon-nucléon raisonnable et une bonne description microscopique des états excités nous avons obtenu les sections efficaces (pp') en valeur absolue sans ajuster aucun paramètre dans le cas des noyaux à double couche complète. Les grandes variations des effets d'échange avec l'énergie de la particule incidente sont nécessaires pour reproduire l'expérience et fournissent sans doute l'exemple le plus convaincant de l'existence de ce processus dans la réaction (pp').

Ayant ainsi fortement réduit l'erreur due à la description imparfaite du mécanisme de réaction, nous avons pu voir la nature profonde des excitations collectives 2^+ et 3^- des noyaux à une couche ouverte. Celles-ci, en effet, sont pratiquement du type $\Delta T = 0$, ce qui est très loin des prédictions microscopiques actuelles pour les états 2^+ . Les états 3^- , par contre, sont relativement bien décrits par des excitations à une particule-un trou du coeur et à deux quasi-particules dans l'approximation des phases aléatoires.

Nous avons donc mis en évidence les effets les plus importants dans la diffusion (pp') : l'antisymétrisation et la polarisation du coeur peuvent, chacune, multiplier la section efficace par un facteur 10. La précision de notre modèle n'est cependant que de l'ordre de 20 à 50% sur les sections efficaces, essentiellement en raison du mauvais accord obtenu pour les distributions angulaires. Les asymétries expérimentales et calculées présentent d'ailleurs aussi des différences marquées.

Une amélioration sensible serait certainement apportée par l'introduction dans la force nucléon-nucléon d'un terme $\vec{L} \cdot \vec{S}$, auquel les distributions angulaires et les asymétries sont sans doute assez sensibles, et d'un terme tenseur, probablement moins important pour les excitations à caractère collectif. Une description précise des sections

efficaces ne pourra sans doute pas être donnée sans l'utilisation d'un puits de Saxon-Wood pour décrire les orbitales du modèle des couches. Un calcul à l'aide d'équations couplées risque, par contre de ne pas apporter une grande amélioration. Les transitions par des états intermédiaires sont en effet faibles dans le modèle vibrationnel, même pour de très grandes déformations, lorsque l'état final est collectif.

L'utilisation d'une interaction réaliste soulève cependant de nombreux problèmes. La force nucléon-nucléon libre de Blatt-Jackson que nous avons employée, bien que relativement proche de la matrice G ^[17] calculée avec des forces réalistes est très différentes de ces forces elles-mêmes. En effet l'identité des déphasages nucléon-nucléon pour deux potentiels n'entraîne pas l'égalité de leurs éléments de matrice. L'élément de matrice de la D.W.B.A. reflète cette différence. Pour décrire la diffusion nucléon-nucléon, à la surface du noyau et pour des moments relatifs élevés, deux voies s'ouvrent donc a priori : utiliser une interaction du type matrice G ou une interaction nucléon-nucléon libre non singulière aux courtes distances. Cette dernière hypothèse suppose cependant résolu le problème de l'approximation de Born faite en D.W.B.A. pour la diffusion inélastique. En effet celle-ci est de moins en moins bonne au fur et à mesure que le potentiel nucléon-nucléon est plus répulsif aux courtes distances, même s'il n'a pas de coeur dur. La meilleure solution est sans doute d'utiliser une distance de séparation. Cette dernière dépend cependant du moment relatif des particules qui interagissent et son choix n'est pas sans introduire d'ambiguïté dans le calcul de la section efficace (d'après W.G. Love ^[1], une variation de 10% de la distance de séparation entraîne un changement de l'ordre de 40% dans la section efficace). De plus, en raison de la grande complexité de ces calculs, seuls des cas modèles (une seule configuration particule-trou) ont été considérés par W.G. Love ^[1]. A ce point de vue, l'approche de Petrovich ^[1] est plus intéressante, car celui-ci traite les effets d'échange de manière approchée, mais suffisamment exacte pour rendre possible un calcul avec une force réaliste et une fonction d'onde microscopique à grand nombre de configurations. Cette approximation permet l'étude des effets d'échange pour des particules composites ^[39], et ceci d'une manière encore relativement simple.

APPENDICE A

Nous avons repris dans cet appendice les principales propriétés des bases biorthogonales données par R. Balian et E. Brézin^[2].

Ces propriétés peuvent se déduire simplement du fait qu'un système de vecteurs indépendants et un système orthonormé sont reliés par une transformation τ non singulière. Soit en effet une base orthonormée $\{|m\rangle_0\}$ et une base quelconque $\{|m\rangle_1\}$ qui se déduit de la précédente par

$$|m\rangle_1 = \tau |m\rangle_0 .$$

Si le déterminant de τ est nul, la matrice des produits scalaires $\delta_{m',m} = {}_1\langle m' | m \rangle_1 = {}_0\langle m' | \tau^\dagger \tau | m \rangle_0$ a aussi un déterminant nul, et les vecteurs $|m\rangle_1$ ne sont pas indépendants. Nous supposons donc que $\det \tau \neq 0$ et que τ^{-1} existe.

La base duale de $\{|m\rangle_1\}$ est définie par

$${}_1\langle \bar{m} | m' \rangle_1 = \delta_{mm'} ,$$

soit

$${}_1\langle \bar{m} | = {}_0\langle m | \tau^{-1} .$$

La relation de complétion s'écrit :

$$\sum_m |m\rangle_1 {}_1\langle \bar{m} | = 1 .$$

La base de Fock

Soit a_m^+ et a_m les opérateurs de création et d'annihilation associés à $|m\rangle_0$ et $|0\rangle_a$ le vide correspondant. Pour un système de fermions, ils vérifient les relations d'anticommutation

$$[a_m^+ , a_m]_+ = \delta_{mm'} .$$

Nous considérons les transformés des états à N particules

$$|m_1 \dots m_N\rangle_1 = \tau |m_1 \dots m_N\rangle_0$$

et

$${}_1\langle \overline{m_1 \dots m_N} | = {}_0\langle m_1 \dots m_N | \tau^{-1} .$$

En particulier, nous définissons les vides

$$|0\rangle_1 = \tau |0\rangle_0$$

$${}_1\langle \overline{0} | = {}_0\langle 0 | \tau^{-1} .$$

Afin d'obtenir, dans la base 1, l'expression usuelle

$$|m_1 \dots m_N\rangle_1 = \bar{c}_{m_1} \dots \bar{c}_{m_N} |0\rangle_1$$

d'un état de N particules indépendantes, nous sommes conduits à introduire les opérateurs

$$\bar{c}_{m_1} = \tau a_m^+ \tau^{-1}$$

et

$$c_m = \tau a_m \tau^{-1}$$

qui vérifient les mêmes relations de commutation que les opérateurs a et a^+ .

Le développement d'un opérateur à 2 corps

Soit l'opérateur

$$O = \frac{1}{4} \sum {}_0\langle ij | O | kl \rangle_0 a_i^+ a_j^+ a_l a_k$$

$\tau^{-1} O \tau$ se développe dans la base $\{a, a^+\}$:

$$\tau^{-1} \circ \tau = \frac{1}{4} \sum_1 \langle \overline{ij} | 0 | k\ell \rangle_1 a_i^+ a_j^+ a_\ell a_k ,$$

soit, en appliquant τ à gauche et τ^{-1} à droite :

$$0 = \frac{1}{4} \sum_1 \langle \overline{ij} | 0 | k\ell \rangle_1 \bar{c}_i \bar{c}_j c_\ell c_k .$$

APPENDICE B

Nous allons montrer que l'expression de la matrice T donnée par Newton^[38] reste valable lorsque l'hamiltonien "optique" H_1 n'est pas hermitique.

Nous désignerons respectivement par α et α' les ensembles $(\lambda, \vec{k}, \sigma)$ et $(\lambda', \vec{k}', \sigma')$ $|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle$ peut s'exprimer en fonction de $|\psi_\alpha^+\rangle$

$$|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle = |\psi_\alpha^{(+)}\rangle + \frac{1}{E-H+i\varepsilon} |(H-E)\psi_\alpha^{(+)}\rangle . \quad (B.1)$$

En effet cette fonction d'onde a les conditions asymptotiques requises et vérifie $(H-E)|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle = 0$. De même $|\Psi_\alpha^{(-)}\rangle$ vérifie

$$|\Psi_\alpha^{(-)}\rangle = |\psi_\alpha^{(-)}\rangle + \frac{1}{E-H-i\varepsilon} |(H-E)\psi_\alpha^{(-)}\rangle \quad (B.2)$$

$|\psi_\alpha^+\rangle$ et $|\psi_\alpha^-\rangle$ étant fonctions propres de H_1 ,

$$|(H-E)\psi_\alpha^\pm\rangle = V_1 |\psi_\alpha^\pm\rangle \quad (B.3)$$

(1) et (2) peuvent donc aussi se mettre sous la forme :

$$|\Psi_\alpha^{(+)}\rangle = |\psi_\alpha^{(+)}\rangle + \frac{1}{E-H_1+i\varepsilon} V_1 |\Psi_\alpha^{(+)}\rangle \quad (B.4)$$

$$|\Psi_\alpha^{(-)}\rangle = |\psi_\alpha^{(-)}\rangle + \frac{1}{E'-H_1^*-i\varepsilon} V_1^* |\Psi_\alpha^{(-)}\rangle . \quad (B.5)$$

La matrice S pour le processus $\alpha \rightarrow \alpha'$ est définie par^[38]

$$\langle \Phi_{\alpha'}, (E') | S | \Phi_\alpha (E) \rangle = \langle \Psi_{\alpha'}^{(-)} (E') | \Psi_\alpha^{(+)} (E) \rangle , \quad (B.6)$$

ce qui permet de définir l'amplitude de transition $T_{\alpha',\alpha}(E)$ sur la couche d'énergie $(E=E')$

$$\langle \Phi_{\alpha}(E') | S | \Phi_{\alpha}(E) \rangle = \langle \Phi_{\alpha'}(E') | \Phi_{\alpha}(E) \rangle - 2i\pi\delta(E-E') T_{\alpha',\alpha}(E) . \quad (B.7)$$

Portant la définition (1) de $|\Psi_{\alpha}^{(+)}(E)\rangle$ et la définition (5) de $|\Psi_{\alpha'}^{(-)}(E')\rangle$ dans (6), nous obtenons :

$$\langle \Phi_{\alpha'}(E') | S | \Phi_{\alpha}(E) \rangle = \langle \Psi_{\alpha'}^{(-)}(E') | \Psi_{\alpha}^{(+)}(E) \rangle - 2i\pi\delta(E-E') \langle \Psi_{\alpha'}^{(-)}(E') | V_1 | \Psi_{\alpha}^{(+)}(E) \rangle . \quad (B.8)$$

Nous avons utilisé l'identité :

$$\frac{1}{E-E'+i\varepsilon} + \frac{1}{E'-E+i\varepsilon} = -2i\pi\delta(E-E') .$$

Il est possible de calculer explicitement le premier terme de (B.8)

$$\langle \Psi_{\alpha'}^{(-)}(E) | \Psi_{\alpha}^{(+)}(E) \rangle = \langle \Psi_{\lambda' \vec{k}' \sigma'}^{(-)} | \Psi_{\lambda \vec{k} \sigma}^{(+)} \rangle = \langle \lambda' | b_{\vec{k}', \sigma'} \bar{a}_{\vec{k}, \sigma} | \lambda \rangle$$

utilisant la définition de la matrice S à un corps, et la propriété $b_{\vec{k}', \sigma'} | \lambda \rangle = 0$, il vient

$$\langle \Psi_{\alpha'}^{(-)}(E') | \Psi_{\alpha}^{(+)}(E) \rangle = \langle \vec{k}' \sigma' | s_0 | \vec{k} \sigma \rangle \delta_{\lambda \lambda'} .$$

La matrice T de la diffusion $\alpha \rightarrow \alpha'$ est donc sur la couche d'énergie :

$$T_{\alpha',\alpha} = \langle \vec{k}' \sigma' | T_0 | \vec{k} \sigma \rangle \delta_{\lambda \lambda'} + \langle \Psi_{\lambda' \vec{k}' \sigma'}^{(-)}(E) | V_1 | \Psi_{\lambda \vec{k} \sigma}^{(+)}(E) \rangle \quad (B.9)$$

T_0 désigne la matrice T du problème de la diffusion élastique à un corps relative à l'hamiltonien H_0 .

APPENDICE C

LES EQUATIONS DE LA T.D.A. ET DE LA R.P.A.

1 - Les noyaux à une couche ouverte

Nous supposons que la transformation de Bogoliubov-Valatin sur les états du modèle des couches a été effectuée et que l'hamiltonien du système a donc la forme

$$H = h_{\text{BCS}} + : V_{\text{BB}} : = \sum_{\alpha} E_{\alpha} \xi_{\alpha}^{\dagger} \xi_{\alpha} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle : a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} : \quad (C.1)$$

Le produit normal étant défini par rapport à l'état $| \text{BCS} \rangle$ tel que $\xi_i | \text{BCS} \rangle = 0$, les opérateurs $\xi^{\dagger}$, $a^{\dagger}$ et a sont liés par :

$$\xi_{im}^{\dagger} = u_i a_{im}^{\dagger} - (-)^{J-m} v_i a_{i-m} \quad (C.2)$$

L'opérateur :

$$Q_{JM}^{\dagger} = \sum_{i_1 \leq i_1'} X_{i_1 i_1'} B_{(i_1' i_1) JM}^{\dagger} - (-)^{J-M} Y_{i_1 i_1'} B_{(i_1' i_1) J-M} \quad (C.3)$$

décrit un état excité dont l'énergie et les amplitudes sont données par $[H, Q^{\dagger}] = E Q^{\dagger}$ calculé dans l'approximation des quasi-bosons. Cette équation prend la forme usuelle^[14] :

$$\left. \begin{aligned} E X_{i_1 i_1'} &= \sum_{i_2 \leq i_2'} \left(P(i_1', i_1, i_2', i_2; J) X_{i_2 i_2'} + Q(i_1', i_1, i_2', i_2; J) Y_{i_2 i_2'} \right) \\ -E Y_{i_1 i_1'} &= \sum_{i_2 < i_1'} \left(Q(i_1', i_1, i_2', i_2; J) X_{i_2 i_2'} + P(i_1', i_1, i_2', i_2; J) Y_{i_2 i_2'} \right) \end{aligned} \right\} \quad (C.4)$$

P et Q s'expriment en fonction des éléments de matrice de l'interaction

à deux corps et des coefficients u et v :

$$\begin{aligned}
 P(i'_1, i_1, i'_2, i_2; J) &= (E_{i_1} + E_{i'_1}) \delta_{i_1 i'_1} \delta_{i_2 i'_2} \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{i_1 i'_1})(1+\delta_{i_2 i'_2})}} \left\{ \langle (i'_1 i_1)_{JM} | v | (i'_2 i_2)_{JM} \rangle_A (u_{i_1} u_{i'_1} u_{i_2} u_{i'_2} + v_{i_1} v_{i'_1} v_{i_2} v_{i'_2}) \right. \\
 &+ \langle (i'_1 i_1^{-1})_{JM} | v | (i'_2 i_2^{-1})_{JM} \rangle_A (u_{i_1} v_{i'_1} u_{i_2} v_{i'_2} + v_{i_1} u_{i'_1} v_{i_2} u_{i'_2}) \\
 &\left. + (-)^{j_2 + j'_2 + J + 1} \langle (i'_1 i_1^{-1})_{JM} | v | (i'_2 i_2^{-1})_{JM} \rangle_A (u_{i_1} v_{i'_1} u_{i_2} v_{i'_2} + v_{i_1} u_{i'_1} v_{i_2} u_{i'_2}) \right\} \quad (C.5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q(i'_1, i_1, i'_2, i_2; J) &= \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{i_1 i'_1})(1+\delta_{i_2 i'_2})}} \left\{ \langle (i'_1 i_1)_{JM} | v | (i'_2 i_2)_{JM} \rangle_A \times \right. \\
 &\times (u_{i_1} u_{i'_1} v_{i_2} v_{i'_2} + v_{i_1} v_{i'_1} u_{i_2} u_{i'_2}) + \langle (i'_1 i_1^{-1})_{JM} | v | (i'_2 i_2^{-1})_{JM} \rangle_A \times \\
 &\times (u_{i_1} v_{i'_1} v_{i_2} u_{i'_2} + v_{i_1} u_{i'_1} u_{i_2} v_{i'_2}) + (-)^{j_2 + j'_2 + J + 1} \langle (i'_1 i_1^{-1})_{JM} | v | (i'_2 i_2^{-1})_{JM} \rangle_A \\
 &\left. (u_{i_1} v_{i'_1} v_{i_2} u_{i'_2} + v_{i_1} u_{i'_1} u_{i_2} v_{i'_2}) \right\} . \quad (C.6)
 \end{aligned}$$

Les équations relatives à l'approximation T.D. s'obtiennent en supposant toutes les amplitudes $Y_{i_1 i'_1}$ nulles et en ne retenant que les termes en $B_{(i'_1 i_1)_{JM}}^+$ (et non ceux en $B_{(i'_1 i_1)_{JM}}$) dans l'équation séculaire, ce qui revient à supposer $Q(i'_1, i_1, i'_2, i_2; J)$ nul :

$$E X_{i_1 i'_1} = \sum_{i_2 \leq i'_2} P(i'_1, i_1, i'_2, i_2; J) X_{i_2 i'_2} . \quad (C.7)$$

2 - Noyaux à double couche complète

Dans la limite particule-trou des excitations à deux quasi-particules ($u_i = 1$ pour les orbitales vides et $v_i = 1$ pour les orbitales remplies) les équations (C.4) de la R.P.A. se réduisent à :

$$\begin{aligned} E X_{i_1 i_1'} &= (\varepsilon_{i_1'} - \varepsilon_{i_1}) X_{i_1 i_1'} + \sum_{i_2' i_2} \langle (i_1' i_1^{-1})_{JM} | v | (i_2' i_2^{-1})_{JM} \rangle X_{i_2 i_2'} \\ &\quad + (-)^{j_2 + j_2' + J + 1} \langle (i_1' i_1^{-1})_{JM} | v | (i_2 i_2'^{-1})_{JM} \rangle Y_{i_2 i_2'} \\ - E Y_{i_1 i_1'} &= (\varepsilon_{i_1'} - \varepsilon_{i_1}) Y_{i_1 i_1'} + \sum_{i_2' i_2} (-)^{j_2 + j_2' + J + 1} \langle (i_1' i_1^{-1})_{JM} | v | (i_2 i_2'^{-1})_{JM} \rangle X_{i_2 i_2'} \\ &\quad + \sum_{i_2' i_2} \langle (i_1' i_1^{-1})_{JM} | v | (i_2' i_2^{-1})_{JM} \rangle Y_{i_2 i_2'} \end{aligned} \quad (C.8)$$

i_1, i_2 sont des orbitales occupées et i_1', i_2' des orbitales vides dans le fondamental du modèle des couches.

Dans l'approximation T.D. l'équation séculaire se réduit à :

$$E X_{i, i_1'} = (\varepsilon_{i_1'} - \varepsilon_{i_1}) X_{i, i_1'} + \sum_{i_2' i_2} \langle (i_1' i_1^{-1})_{JM} | v | (i_2' i_2^{-1})_{JM} \rangle X_{i_2 i_2'} \quad (C.9)$$

avec les mêmes limitations sur les indices.

3 - Le couplage L-S particule-trou

Soit l'opérateur :

$$\tau_{\ell \ell'}^{(LS)JM} = \sum_{\substack{\lambda \lambda' \\ \sigma \sigma' \\ M_L M_S}} \langle L M_L S M_S | J M \rangle \langle \ell' \lambda' | Y_L^{M_L} | \ell \lambda \rangle (-)^{1/2 - \sigma} \langle \frac{1}{2} \sigma', \frac{1}{2} - \sigma | S M_S \rangle a_{\ell' \lambda'}^+ a_{\frac{1}{2} \sigma'}^+ a_{\ell \lambda} a_{\frac{1}{2} \sigma} \quad (C.10)$$

qui transfère un moment angulaire L et un spin S donné.

$\langle \vec{r} | a_{\ell\lambda}^+ | 0 \rangle = Y_{\ell}^{\lambda}(\hat{r}) f_{\ell}(r)$ est la fonction d'onde d'espace que nous supposons indépendante de j .

$a_{\frac{1}{2}\sigma}^+ | 0 \rangle = |\frac{1}{2}\sigma\rangle$ est la fonction d'onde de spin.

$A_{(ii')JM}^+$ et $\tau_{\ell\ell'}^{(LS)JM}$ sont liés par :

$$A_{(ii')JM}^+ = \sum_{LS} \langle \ell' || Y_L || \ell \rangle \sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{Bmatrix} \tau_{\ell\ell'}^{(LS)SM} \quad (C.11)$$

$$\tau_{\ell\ell'}^{(LS)JM} = \frac{2L+1}{\langle \ell' || Y_L || \ell \rangle} \sum_{jj'} \sqrt{(2j+1)(2j'+1)(2S+1)} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{Bmatrix} A_{(ii')JM}^+ \quad (C.12)$$

Les amplitudes spectroscopiques $Z_{ii'}^J = \langle JM | A_{(ii')JM}^+ | 00 \rangle$ et $z_{\ell\ell'}^{(LS)J} = \langle JM | \tau_{\ell\ell'}^{(LS)JM} | 00 \rangle$ vérifient les mêmes relations.

4 - Excitations de parité naturelle

Les relations entre $Z_{ii'}^J$ et $z_{\ell\ell'}^{(LS)J}$ s'écrivent à l'aide des coefficients $G_{jj'}^J$ et $K_{ii'}^J = \sqrt{J(J+1)} \varepsilon_{\ell j \ell' j'}^J$ du formalisme d'hélicité nucléaire [6] :

$$Z_{ii'}^J = (-)^{J+1} \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi}} G_{jj'}^J \left\{ z_{\ell\ell'}^{(J0)J} - \frac{K_{ii'}^J}{\sqrt{J(J+1)}} z_{\ell\ell'}^{(J1)J} \right\} \quad (C.13)$$

Cette formule peut être déduite directement de (C.11) grâce aux expressions de $G_{jj'}^J$ et $K_{ii'}^J$ en fonction de l'élément de matrice réduit de $Y_L^{M_L}$ et

du coefficient "9j" :

$$G_{jj'}^J = (-)^{J+1} \sqrt{\frac{8\pi}{2J+1}} \langle \ell' || Y_J || \ell \rangle \sqrt{(2j+1)(2j'+1)} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{Bmatrix} \quad (C.14)$$

et

$$\begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ J & 1 & J \end{Bmatrix} = - \frac{K_{ii'}^J}{\sqrt{3J(J+1)}} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ J & 0 & J \end{Bmatrix} \quad (C.15)$$

a) Les éléments de matrice particule-trou

$$\text{Posons } |(i'i^{-1})JM\rangle = A_{(ii')JM}^+ |0\rangle$$

$$\text{et } |(LS)JM\rangle = \tau_{\ell\ell'}^{(LS)JM} |0\rangle .$$

Pour un potentiel du type $a + b \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$, l'élément de matrice particule-trou s'écrit alors en couplage j-j :

$$\begin{aligned} & \langle (i'_1 i_1^{-1})JM | (i'_2 i_2^{-1})JM \rangle \\ &= \frac{2J+1}{8\pi} G_{j_1 j_1'}^J G_{j_2 j_2'}^J \left\{ \langle (JO)JM | V | (JO)JM \rangle + \frac{K_{i_1 i_1'}^J K_{i_2 i_2'}^J}{J(J+1)} \langle (J1)JM | V | (J1)JM \rangle \right\} \quad (C.16) \end{aligned}$$

$$= G_{j_1 j_1'}^J G_{j_2 j_2'}^J \left\{ a + b \frac{K_{i_1 i_1'}^J K_{i_2 i_2'}^J}{J(J+1)} \right\} I_J \quad (C.17)$$

$$I_J = \int r_1^2 dr_1 r_2^2 dr_2 V_J(r_1, r_2) f_{\ell_1'}(r_1) f_{\ell_1}(r_1) f_{\ell_2'}(r_2) f_{\ell_2}(r_2) .$$

b) Les equations de Tamm-Dancoff

Dans l'hypothèse simple où l'énergie d'excitation $\varepsilon_{i'}$ - ε_i ne dépend pas de j et j' , les équations de T.D. se découplent pour les amplitudes $z_{\ell\ell'}^{(JO)J}$ et $z_{\ell\ell'}^{(J1)J}$:

$$\left. \begin{aligned} \left[E - (\varepsilon_{\ell'_1} - \varepsilon_{\ell_1}) \right] z_{\ell_1\ell'_1}^{(JO)J} &= \sum_{\ell_2\ell'_2} \langle (JO)JM | V | (JO)JM \rangle \Gamma_{\ell_2\ell'_2}^J z_{\ell_2\ell'_2}^{(JO)J} \\ \left[E - (\varepsilon_{\ell'_1} - \varepsilon_{\ell_1}) \right] z_{\ell_1\ell'_1}^{(J1)J} &= \sum_{\ell_2\ell'_2} \langle (J1)JM | V | (J1)JM \rangle \Gamma_{\ell_2\ell'_2}^J z_{\ell_2\ell'_2}^{(J1)J} \end{aligned} \right\} \quad (C.18)$$

$$\Gamma_{\ell_2\ell'_2}^J = \frac{\langle \ell'_2 || Y_J || \ell_2 \rangle^2}{2J+1} .$$

D'après (C.17) l'élément de matrice pour un transfert $S = 0$ est proportionnel à a (attractif) et celui pour un transfert $S = 1$ à b (répulsif). L'état le plus bas correspond donc à :

$$z_{\ell\ell'}^{(J1)J} = 0 \quad z_{\ell\ell'}^{(JO)J} \neq 0 . \quad (C.19)$$

Nous rappelons la relation

$$\sum_{jj'} (2j+1)(2j'+1) \begin{pmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L & S & J \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j' \\ \ell & \frac{1}{2} & j \\ L' & S' & J \end{pmatrix} = \frac{1}{(2L+1)(2S+1)} \delta_{LL'} \delta_{SS'}$$

soit, pour les coefficients $G_{jj'}^J$ et $K_{jj'}^J$:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{\substack{j = \ell \pm 1/2 \\ j' = \ell \pm 1/2}} G_{jj'}^{J^2} &= \frac{8\pi}{2J+1} \Gamma_{\ell\ell'}^J \\ \sum_{\substack{j = \ell \pm 1/2 \\ j' = \ell \pm 1/2}} G_{jj'}^{2J} K_{ii'}^J &= 0 \\ \sum_{\substack{j = \ell \pm 1/2 \\ j' = \ell \pm 1/2}} (G_{jj'}^J K_{ii'}^J)^2 &= \frac{8\pi}{2J+1} J(J+1) \Gamma_{\ell\ell'}^J . \end{aligned} \right\} \quad (C.20)$$

APPENDICE D

LES PHASES DES AMPLITUDES SPECTROSCOPIQUES

Nous allons passer en revue les diverses conventions de phases utilisées par les auteurs des calculs spectroscopiques. La définition que nous avons adoptée est (cf. I-35)

$$Z_{ii'}^J = \langle JM | A_{(ii')JM}^+ | 00 \rangle$$

$$A_{(ii')JM}^+ = \sum_{\substack{m \\ m'}} (-)^{J-m} \langle j'm' j-m | JM \rangle a_{i'm'}^+ a_{im}$$

a_{im}^+ est défini par (I-35).

1 - Les noyaux à double couche complète

Nous avons utilisé les fonctions d'onde de Gillet et Sanderson pour le ^{208}Pb [8]. Ceux-ci ont défini l'opérateur d'excitation par :

$$\tilde{A}_{(i_1 i_2)JM}^+ = \sum_{\substack{m_1 \\ m_2}} (-)^{j_2 - m_2} \langle j_1 m_1 j_2 - m_2 | JM \rangle a_{i_1 m_1}^+ a_{i_2 m_2}$$

$$Q_{JM}^+ = \sum_{\substack{i_1 \text{ part.} \\ i_2 \text{ trou}}} \left(\tilde{X}_{i_2 i_1} \tilde{A}_{(i_1 i_2)JM}^+ - (-)^{J-M} \tilde{Y}_{i_2 i_1} \tilde{A}_{(i_1 i_2)JM} \right)$$

et nous obtenons donc :

$$\begin{aligned} Z_{ii'}^J &= (-)^{j+\frac{1}{2}} \tilde{X}_{ii'}, & i \text{ trou}, i' \text{ particule} \\ Z_{ii'}^J &= (-)^{j'+\frac{1}{2}} \tilde{Y}_{i'i}, & i \text{ particule}, i' \text{ trou.} \end{aligned}$$

Les états excités du ^{12}C (Gillet et Vin-Mau^[8]) et du ^{40}Ca (Gillet, Green et Sanderson^[8]) sont donnés par leurs composantes $T=0$ et $T=1$, avec les mêmes conventions de phase^[8] :

$$\left. \begin{aligned} Z_{ii}^J(\text{protons}) &= (-)^{j+\frac{1}{2}} \frac{X_{ii}^J(T=0) + X_{ii}^J(T=1)}{\sqrt{2}} \\ Z_{ii}^J(\text{neutrons}) &= (-)^{j+\frac{1}{2}} \frac{X_{ii}^J(T=0) - X_{ii}^J(T=1)}{\sqrt{2}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{i trou i' particule} \end{array}$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{ii}^J(\text{protons}) &= (-)^{j'+\frac{1}{2}} \frac{Y_{i,i}^J(T=0) + Y_{i,i}^J(T=1)}{\sqrt{2}} \\ Z_{ii}^J(\text{neutrons}) &= (-)^{j'+\frac{1}{2}} \frac{Y_{i,i}^J(T=0) - Y_{i,i}^J(T=1)}{\sqrt{2}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{i particule i'trou} \end{array}$$

2 - Les noyaux à une couche ouverte

Gillet, Giraud et Rho^[14] ont défini l'opérateur d'excitation par :

$$Q_{JM}^+ = \sum_{i_1 \geq i_2} \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{i_1 i_2}}} \left(\tilde{X}_{i_2 i_1} \tilde{B}_{(i_1 i_2)JM}^+ - (-)^{J-M} \tilde{Y}_{i_2 i_1} \tilde{B}_{(i_1 i_2)J-M} \right)$$

$$\tilde{B}_{(i_1 i_2)JM}^+ = \sum_{\substack{m_1 \\ m_2}} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JM \rangle \xi_{i_1 m_1}^+ \xi_{i_2 m_2}^+$$

$$\xi_{jm}^+ = i^\ell u_i a_{im}^+ - i^{-\ell} (-)^{j-m} v_i a_{i-m}$$

soit :

$$Z_{ii'}^J = \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{ii'}}} (-)^{E(\frac{\ell-\ell'}{2})} (u_i, v_i \tilde{X}_{ii'} + u_i v_i \tilde{Y}_{ii'}) \quad i \leq i'$$

$$Z_{ii'}^J = \frac{1}{\sqrt{1+\delta_{ii'}}} (-)^{E(\frac{\ell-\ell'}{2})} (-)^{j+j'+J+1} (u_i, v_i \tilde{X}_{i',i} + u_i v_i \tilde{Y}_{i',i}) \quad i \geq i' .$$

REFERENCES

- [1] - K.A. AMOS, V.A. MADSEN et I.E. MCCARTHY - Nucl. Phys. A94, 103 (1967)
K.A. AMOS - Nucl. Phys. A103, 657 (1967)
D. AGASSI et R. SCHAEFFER - Phys. Letters 26B, 703 (1968)
J. ATKINSON et V.A. MADSEN - Phys. Rev. Letters 21, 295 (1968)
J. PICARD; O. BEER, A. EL BEHAY, P. LOPATO, Y. TERRIEN, G. VALLOIS
et R. SCHAEFFER - Nucl. Phys. A128, 481 (1969)
F. PETROVICH, H. McMANUS, V.A. MADSEN et J. ATKINSON - Phys. Rev. Letters
22, 895 (1969)
R. SCHAEFFER - Nucl. Phys. A132, 186 (1969)
R. SCHAEFFER - Nucl. Phys. A135, 231 (1969)
W.G. LOVE, L.W. OWEN, R.M. DRISKO, G.R. SATCHLER, R. STAFFORD et
R.J. PHILPOTT et W.T. PINKSTON - Phys. Letters 29B, 478 (1969)

- [2] - R. BALIAN et E. BREZIN - soumis à Nuovo Cimento

- [3] - L.C. BIEDENHARN - Nucl. Phys. 10, 620 (1959)

- [4] - J.S. BELL - Lectures on the Many Body Problems, CAIANIELLO (1962)
Ac. Press.

- [5] - H. EKSTEIN - Phys. Rev. 101 n°2, 880 (1956)

- [6] - J. RAYNAL - Nucl. Phys. A97, 572 (1967)

- [7] - L. WOLFENSTEIN - Ann. Rev. Nucl. Sci. 6, 43, (1956)

- [8] - V. GILLET et N. VINH MAU - Nucl. Phys. 54, 321 (1964)
V. GILLET, A. GREEN et E. SANDERSON - Nucl. Phys. 88, 321 (1966)
V. GILLET et E. SANDERSON - Nucl. Phys. 91, 292 (1967)

- [9] - M.M. Mc FARLANE - Proc. of the International School of Physics
"Enrico Fermi", XL (Academic Press Inc. New-York, 1969)

- [10] - V. GILLET - Proc. of the International School of Physics "Enrico
Fermi", XXXVI (Academic Press Inc. New-York, 1966)

- [11] - M. DANOS et V. GILLET - Phys. Rev. Letters 17 n°13, 703 (1966)

- [12] - V. GILLET et M.A. MELKANOFF - Phys. Rev. 133, B1190 (1964)

- [13] - R.M. HAYBRON et H. Mc MANUS - Phys. Rev. 140, B638 (1965)
A. WILLIS - Thèse Orsay (1968)
- [14] - V. GILLET, B. GIRAUD, J. PICARD et M. RHO - Phys. Letters 27B,
483 (1968)
V. GILLET, B. GIRAUD et M. RHO - Communication privée, soumis
à Phys. Rev.
- [15] - G.A. PEPERSON et J. ALSTER - Phys. Rev. 166, 1136 (1968)
- [16] - P. BARREAU et J.B. BELLICARD - Phys. Rev. Letters 19, 1444 (1967)
- [17] - C.W. WONG et C.Y. WONG - Nucl. Phys. A91, 433 (1967)
- [18] - par exemple N.K. GLENDENNING et M. VENERONI - UCRL 16428
- [19] - G.R. SATCHLER - Nucl. Phys. 55, 1 (1964)
- [20] - PLASTINO, ARVIEU et MOSZKOWSKI - Phys. Rev. 145 n°3, 837 (1965)
- [21] - H.S.A. SHERIF - Thèse Université de Washington 1968
- [22] - S.A. FULLING et G.R. SATCHLER - Nucl. Phys. A111, 81 (1968)
- [23] - K. YAGI, H. EJIRI, M. FURUKAWA, Y. ISHIZAKI, M. KOIKE, K. MATSUDA,
Y. NAKAJIMA, I. NONAKA, Y. SAJI, E. TANAKA et G.R. SATCHLER -
Phys. Letters 10, 186 (1964)
- [24] - B.W. RIDLEY et J.F. TURNER - Publié dans la réf. [22]
- [25] - C. GLASSHAUSER, R. de SWINIARSKI, J. GOUDERGES, R.M. LOMBARD,
B. MAYER et J. THIRION - Communication privée
- [26] - J.A. FANNON, E.J. BURGE, D.A. SMITH et N.K. GANGULY,
Nucl. Phys. A97, 263 (1967)

- [27] - B. TATISCHEFF - Thèse 1968, Orsay
- [28] - J. SAUDINOS, G. VALLOIS, O. BEER, M. GENDROT et P. LOPATO -
Phys. Letters 22, 492 (1966)
- [29] - G. VALLOIS - Communication privée
G. VALLOIS - Thèse Faculté des Sciences d'Orsay 1967
- [30] - G.R. SATCHLER - Nucl. Phys. A95, 1 (1967)
- [31] - M.P. FRICKE, E.E. GROSS et A. ZUCKER - Phys. Rev. 163, 1153 (1967)
- [32] - J.K. DICKENS, F.G. PEREY, R.T. DA SILVA, T. TAMURA - Phys.
Letters 6, 53 (1963)
- [33] - R. BALLINI, A.G. BLAIR, N. CINDRO, J. DELAUNAY et J.P. FOUAN -
Nucl. Phys. A111, 147 (1968)
- [34] - W. MAKOFKSKE, W. SAVIN, H. OGATA et T.H. KRUSE - Phys. Rev. 174
n°4, 1429 (1968)
- [35] - C. GLASHAUSSER, R. de SWINIARSKI, J. GOUDERGES, R.M. LOMBARD,
B. MAYER et J. THIRION - Communication privée
- [36] - J.K. DICKENS, E. EICHLER, R.J. DA SILVA, G. CHILOSI - ORNL 3934
- [37] - P.H. STELSON et L. GRODZINS - Nucl. Data 1, n°1 (1965)
- [38] - R.G. NEWTON - A scattering theory of waves and particles (Mc Graw
Hill 1966).
- [39] - R. SCHAEFFER - Soumis pour publication à Nuclear Physics

Manuscrit reçu le 9 Mars 1970

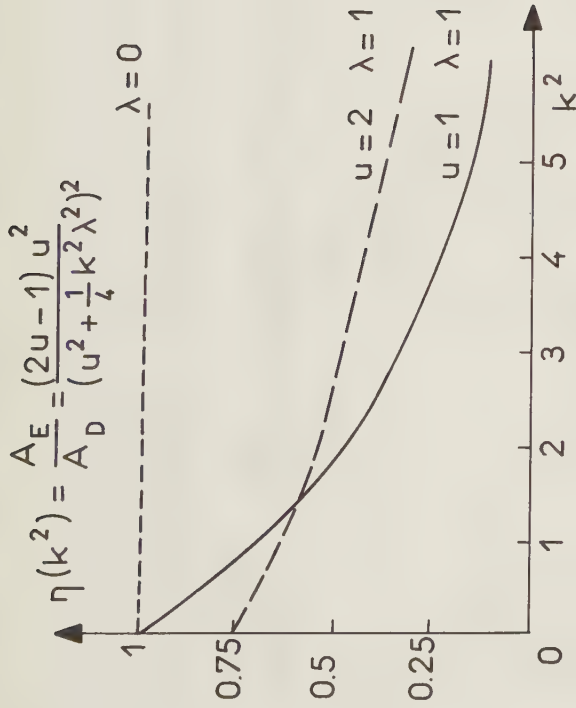


Fig.1 - Rapport entre l'amplitude d'échange A_E et l'amplitude directe A_D dans le modèle à une dimension.

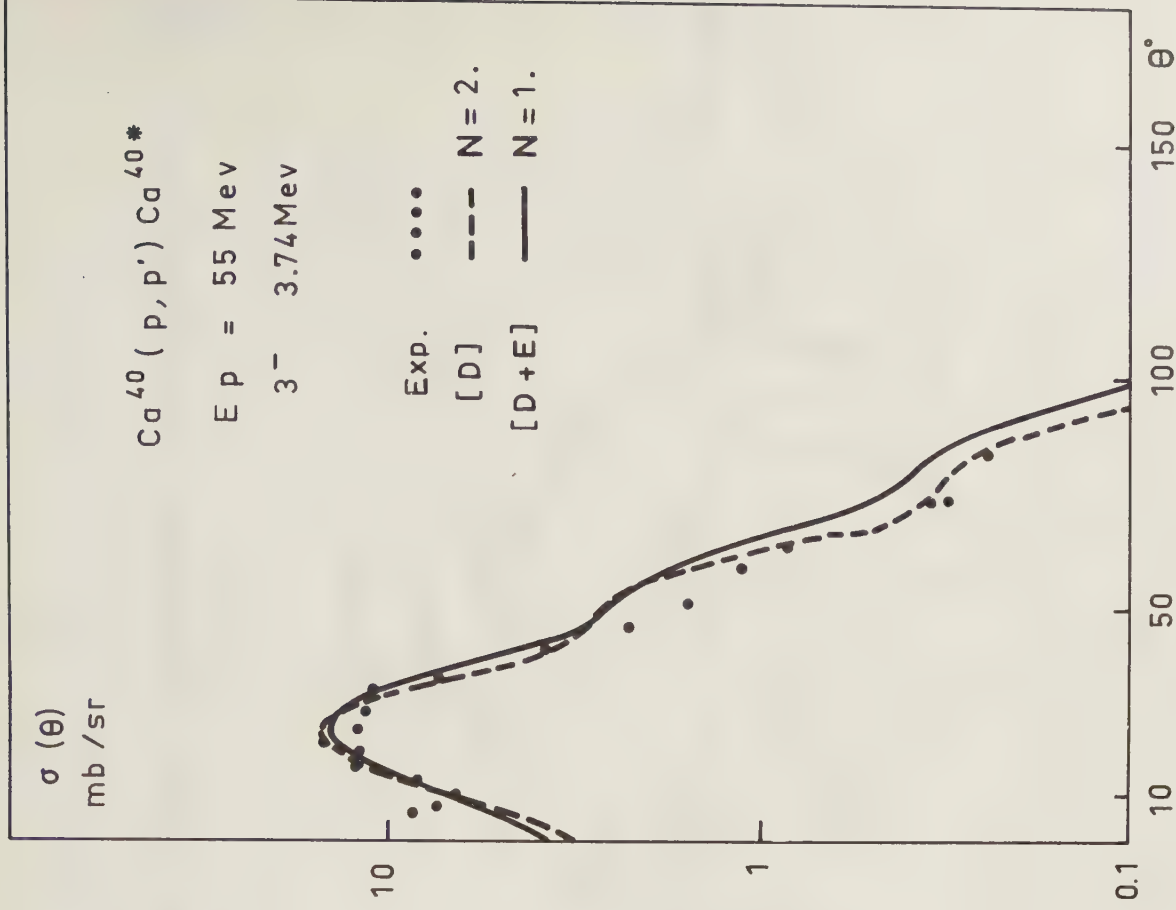


Fig.2 - Section efficace différentielle relative à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 Mev du ^{40}Ca . E_p désigne l'énergie du proton incident. Les courbes théoriques sont calculées dans le modèle D.W.B.A. microscopique avec la force nucléon-nucléon libre de Blatt-Jackson. $[D+E]$ désigne le calcul fait avec des fonctions d'onde antisymétrisées et $[D]$ le calcul sans la contribution provenant du terme d'échange dans l'amplitude de diffusion. L'état excité est décrit, par le modèle R.P.A.. Afin de comparer les distributions angulaires, les sections efficaces ont été multipliées par le facteur de normalisation N indiqué. Ce dernier donne une indication de la qualité de la description microscopique. Pour $N=1$, les sections efficaces expérimentales sont obtenues en valeur absolue sans aucun paramètre ajustable pour la diffusion inélastique.

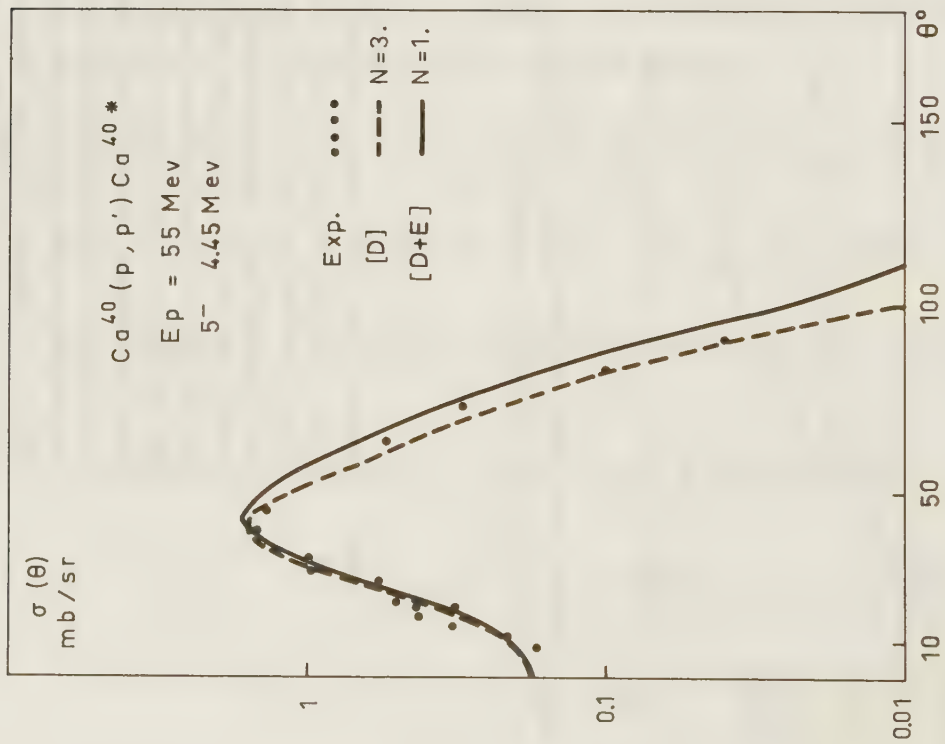


Fig.3 - Section efficace (pp') à 55 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca .
Les conventions sont celles de la figure 2.

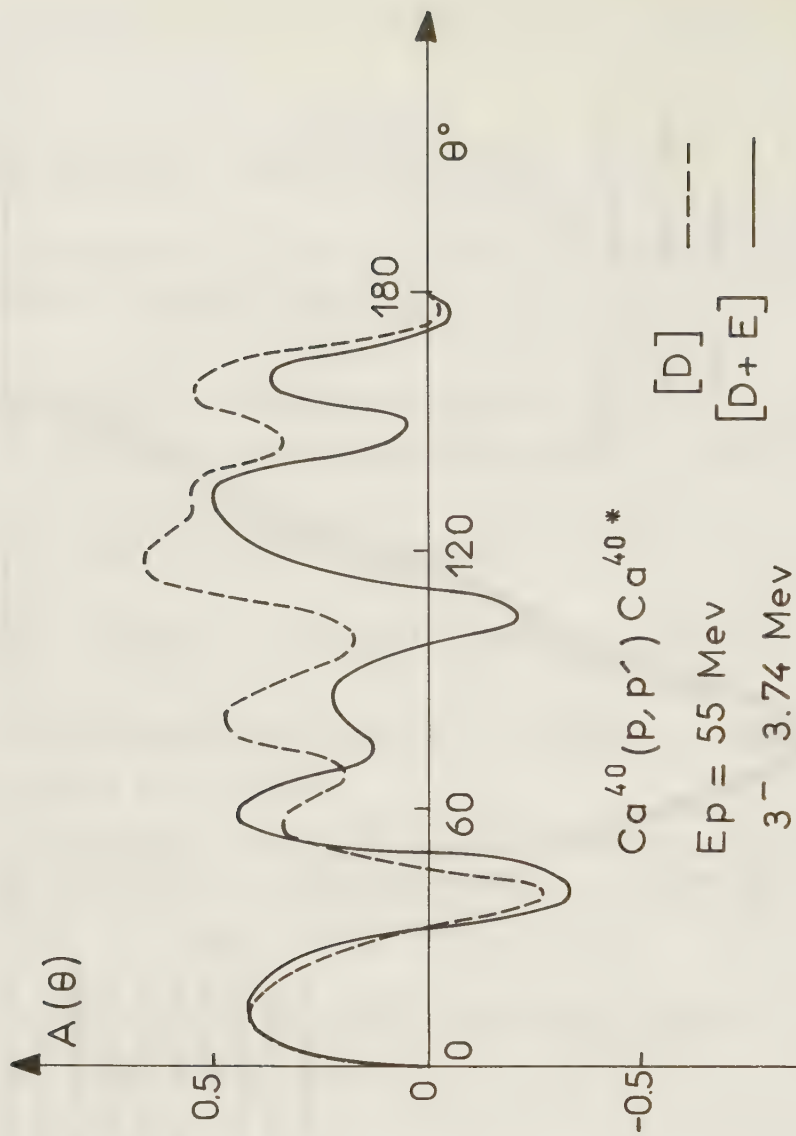


Fig.4 - Asymétrie (pp') à 55 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca . cf fig.2.



Fig.5 - Asymétrie (pp') à 55 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca . cf fig.2.

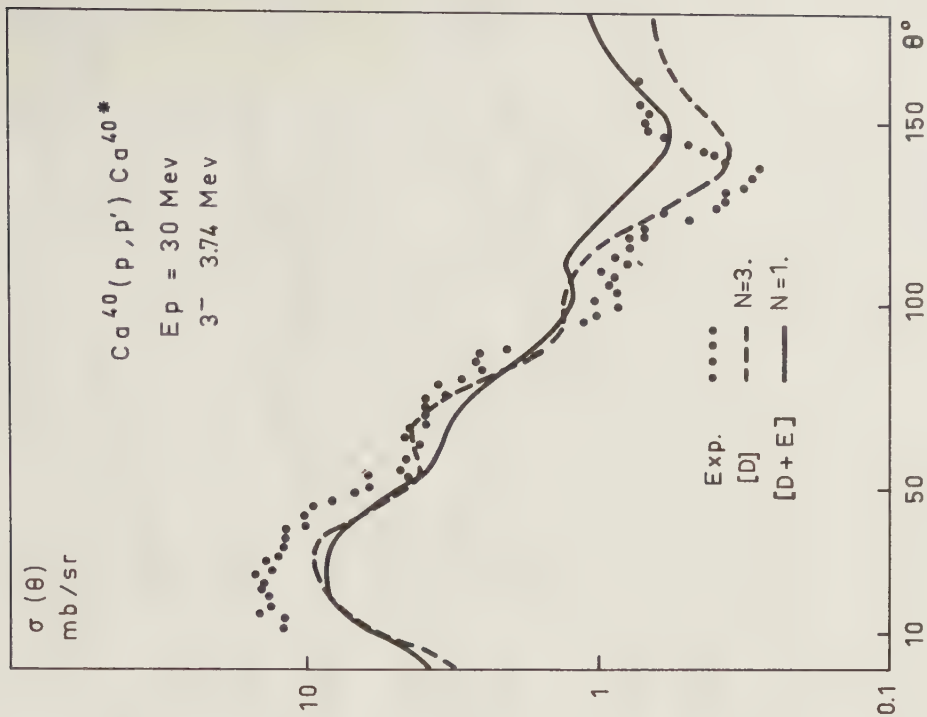


Fig.6 - Section efficace (pp') à 30 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca . cf fig.2.

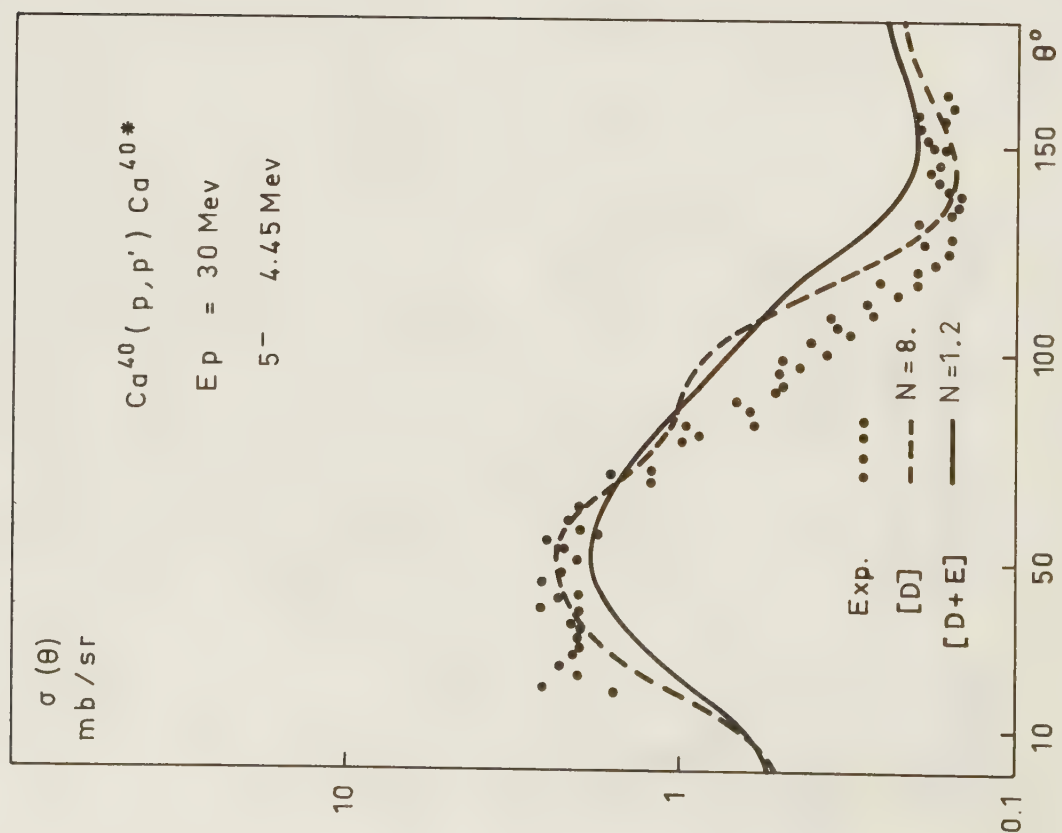


Fig.7 - Section efficace (pp') à 30 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca , cf fig.2.

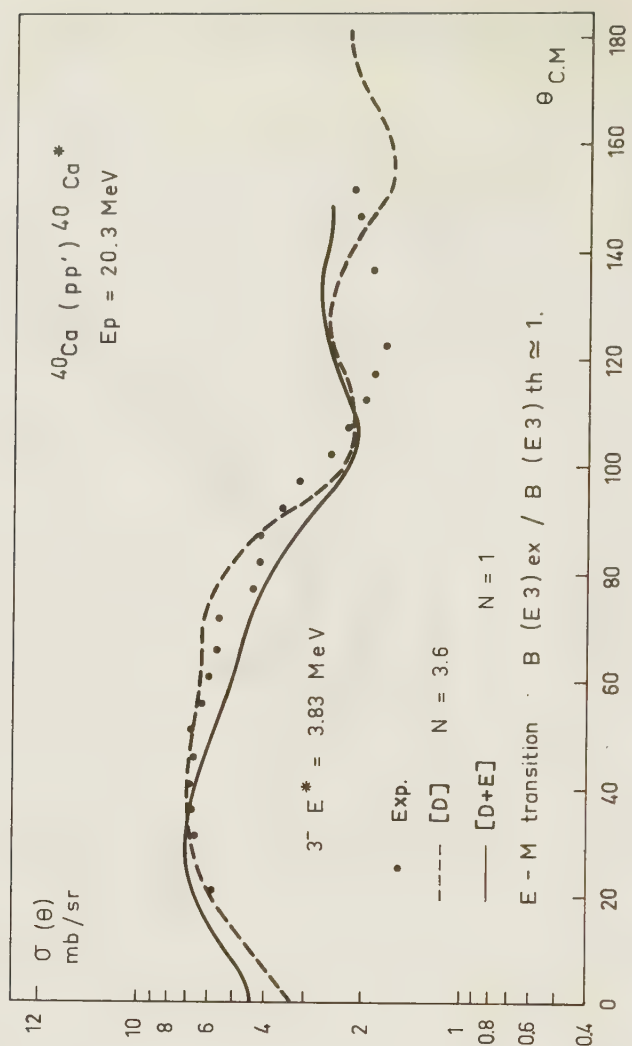


Fig.8 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca , cf fig.2.

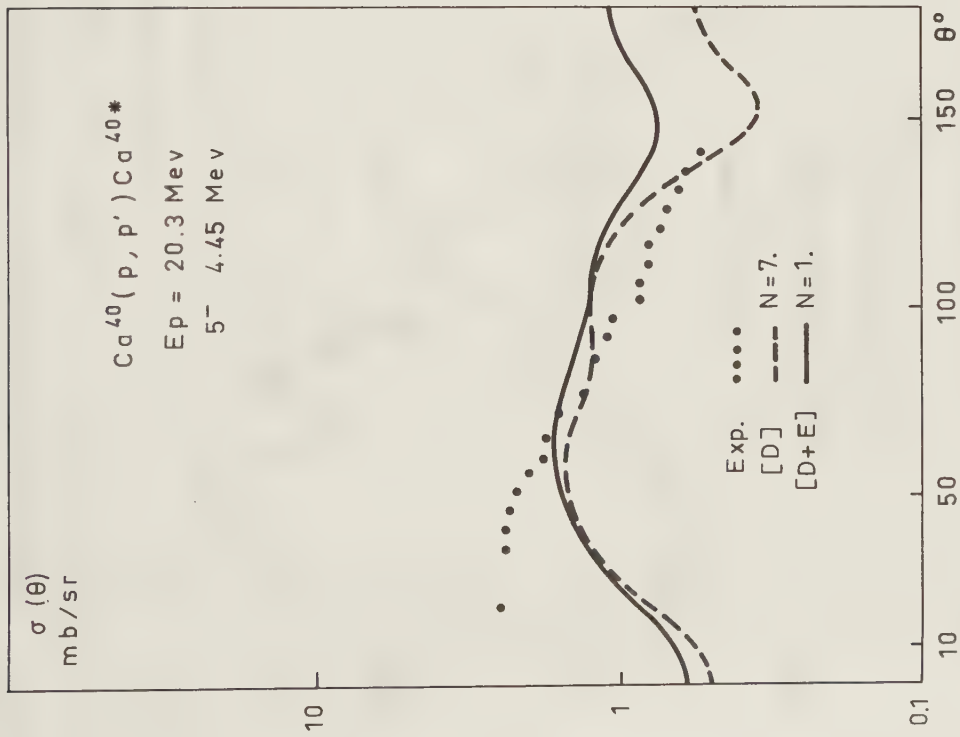


Fig. 9 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca , cf fig.2.

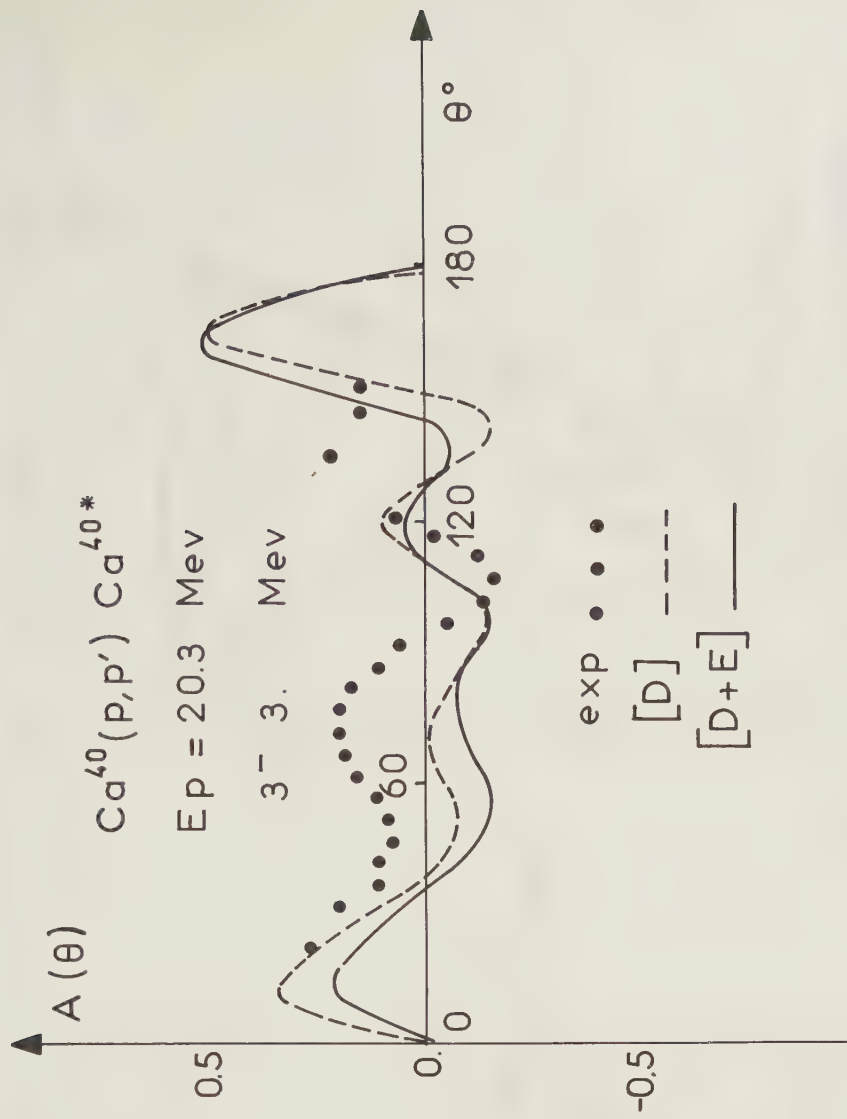


Fig.10 - Asymétrie (pp') à 20,3 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca , cf fig.2.

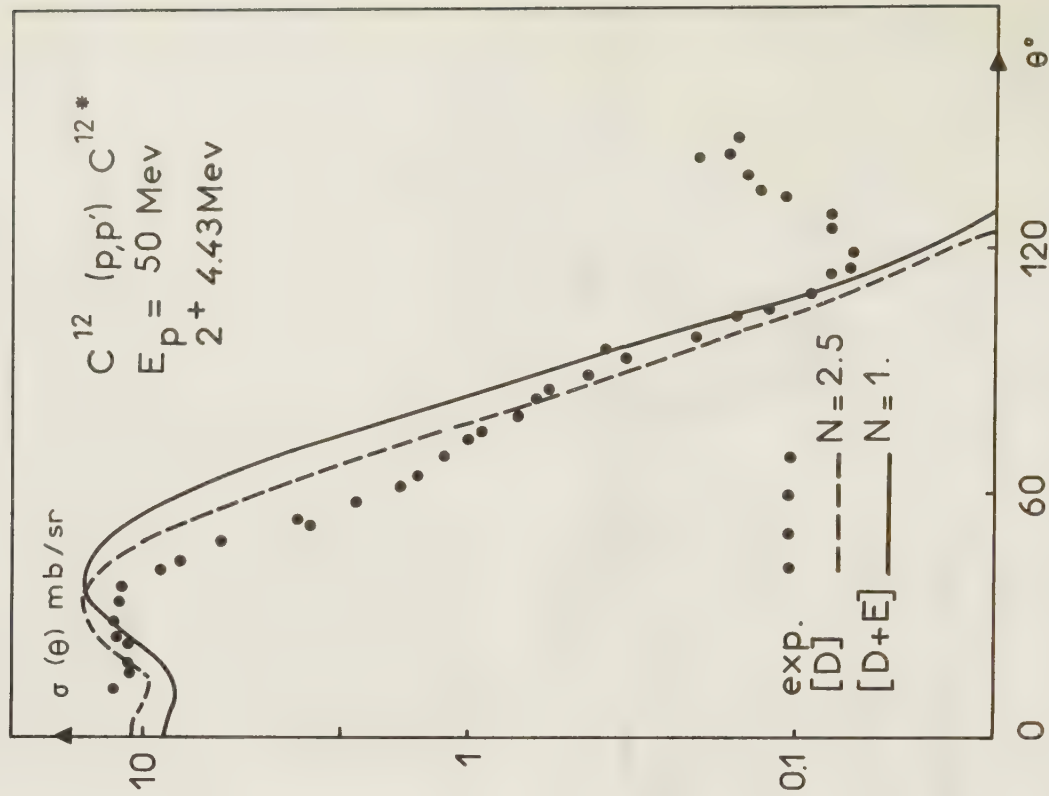


Fig.11 - Asymétrie (pp') à 20,3 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca , cf fig.2.

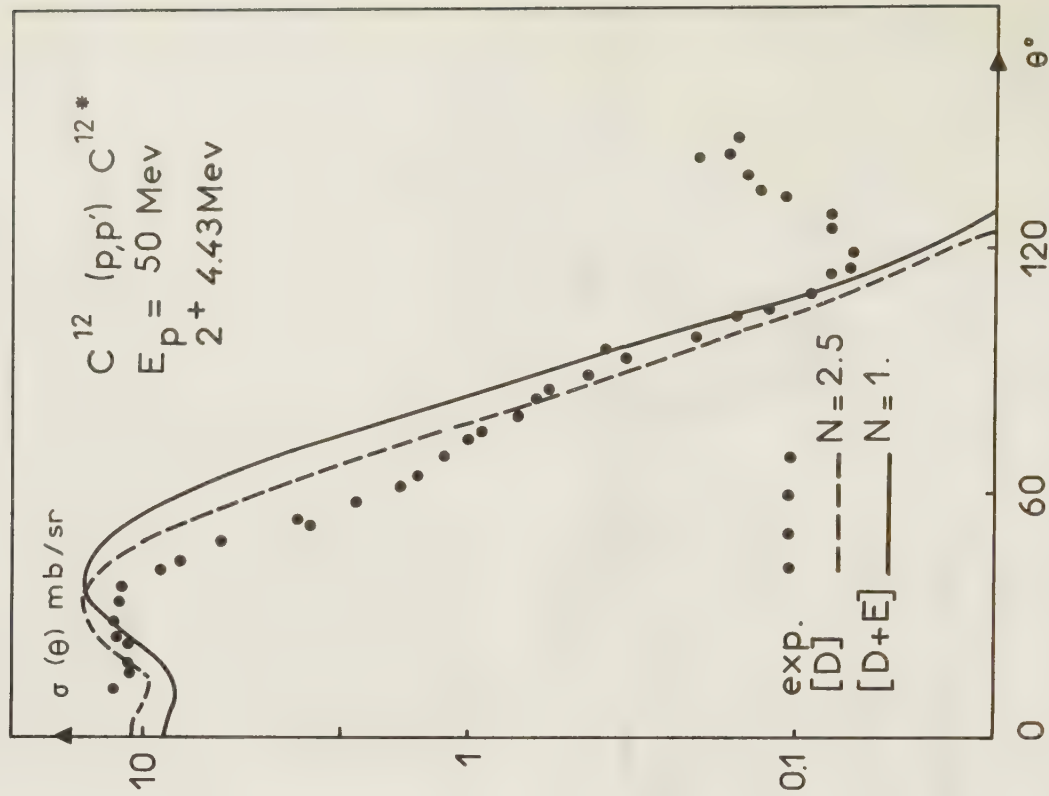


Fig.12 - Section efficace (pp') à 50 MeV. Etat 2^+ à 4,4 MeV du ^{12}C , cf fig.2

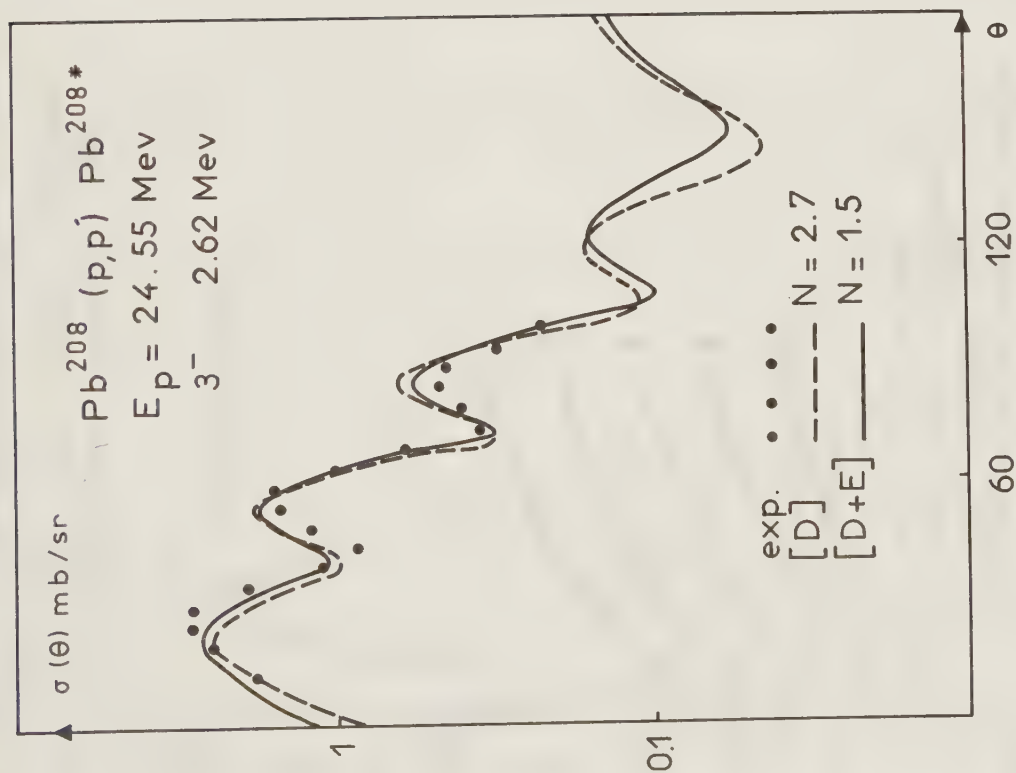


Fig.13 - Section efficace (pp') à 24,5 MeV. Etat 3^- à 2,62 du ^{208}Pb . cf fig.2.

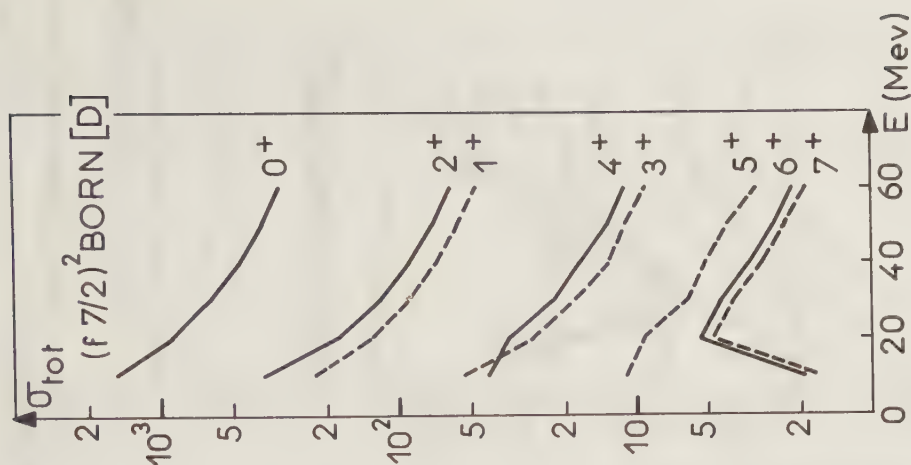


Fig.14 - Variations des sections efficaces totales dans l'approximation de Born en fonction de l'énergie du proton incident pour les transitions $(f_{7/2}^f)_{0^+} \rightarrow (f_{7/2}^f)_{J^+}$ du ^{42}Sc . L'excitation n'est pas inclus. La force utilisée est une interaction de Serber avec une forme radiale de Yukawa dont la portée est 1,37fm. Les unités pour les sections efficaces sont arbitraires. Les excitations de parité naturelle sont indiquées en trait plein, celles de parité non naturelle par un trait interrompu.

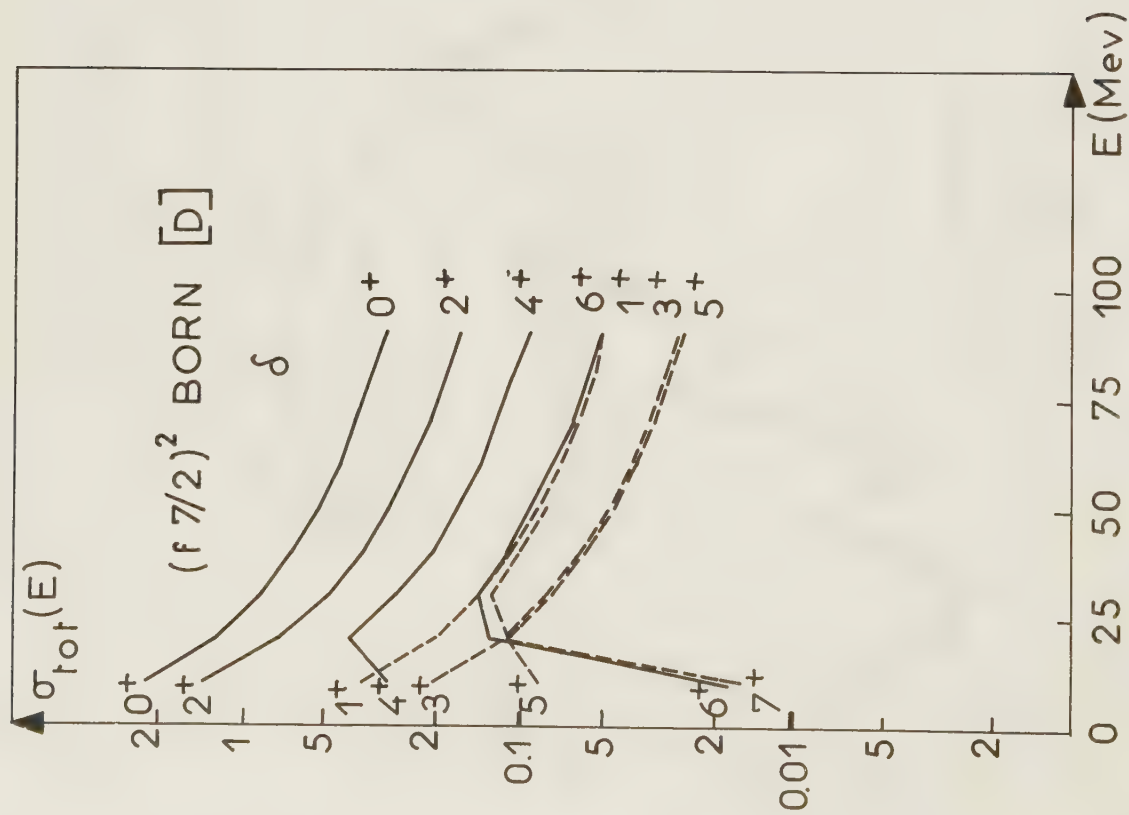


Fig.15 - Voir fig.14. L'interaction utilisée est un mélange de Serber avec une portée nulle.

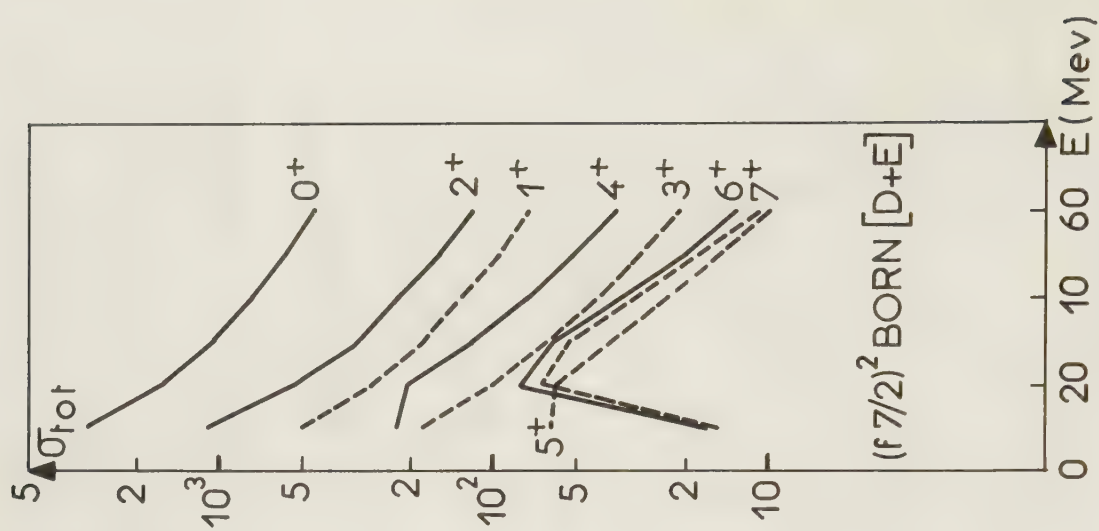


Fig.16 - Voir fig.14. Le terme d'échange a été inclus dans l'amplitude de diffusion.

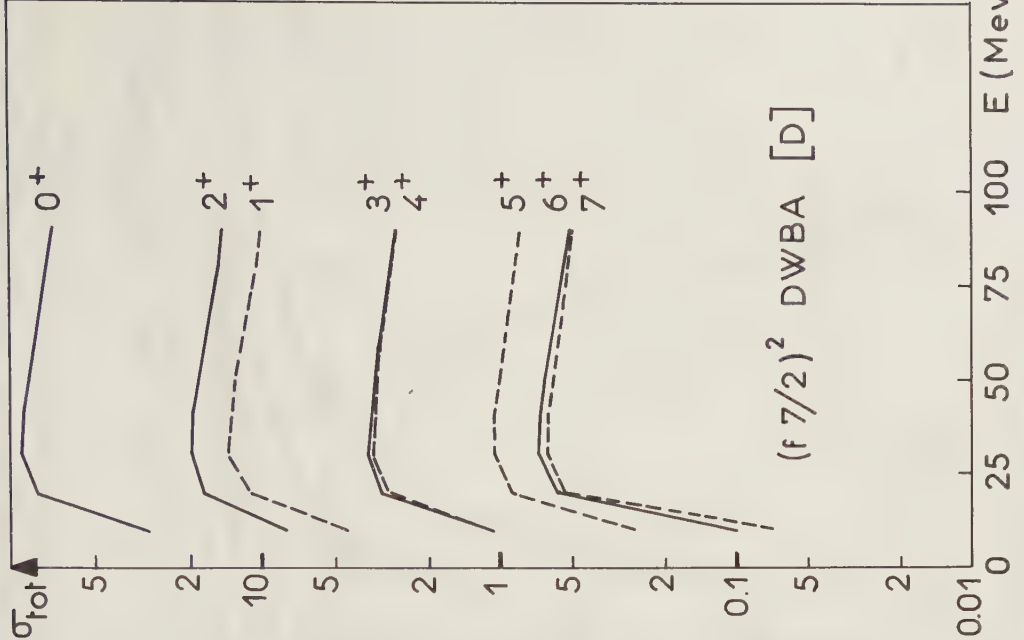


Fig.17 - Rapport entre les sections efficaces totales avec $([D+E])$ et sans $([D])$ la contribution du terme d'échange. Les paramètres et les conventions sont ceux de la fig.14.

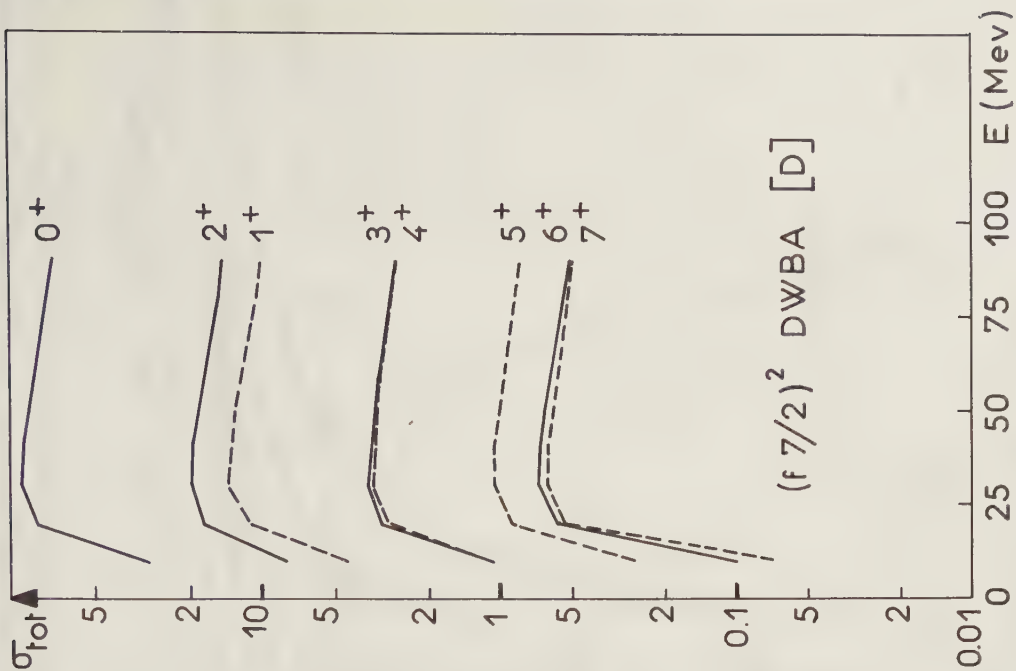


Fig.18 - Même calcul que pour la figure 14 dans l'approximation des ondes distordues. Le potentiel optique utilisé est celui (V) du ^{40}Ca à 55 MeV. L'échange n'est pas inclus.

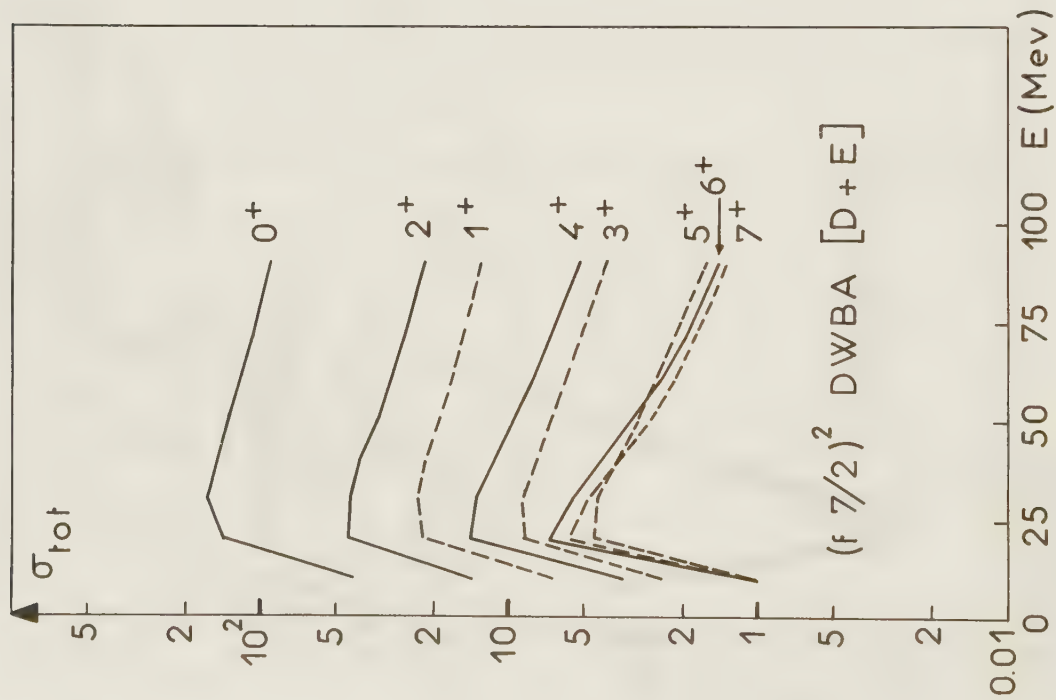


Fig.19 - Même calcul que pour la figure 14 dans l'approximation des ondes distordues. Le potentiel optique utilisé est celui (V) du ^{40}Ca à 55 MeV. L'échange est inclus.

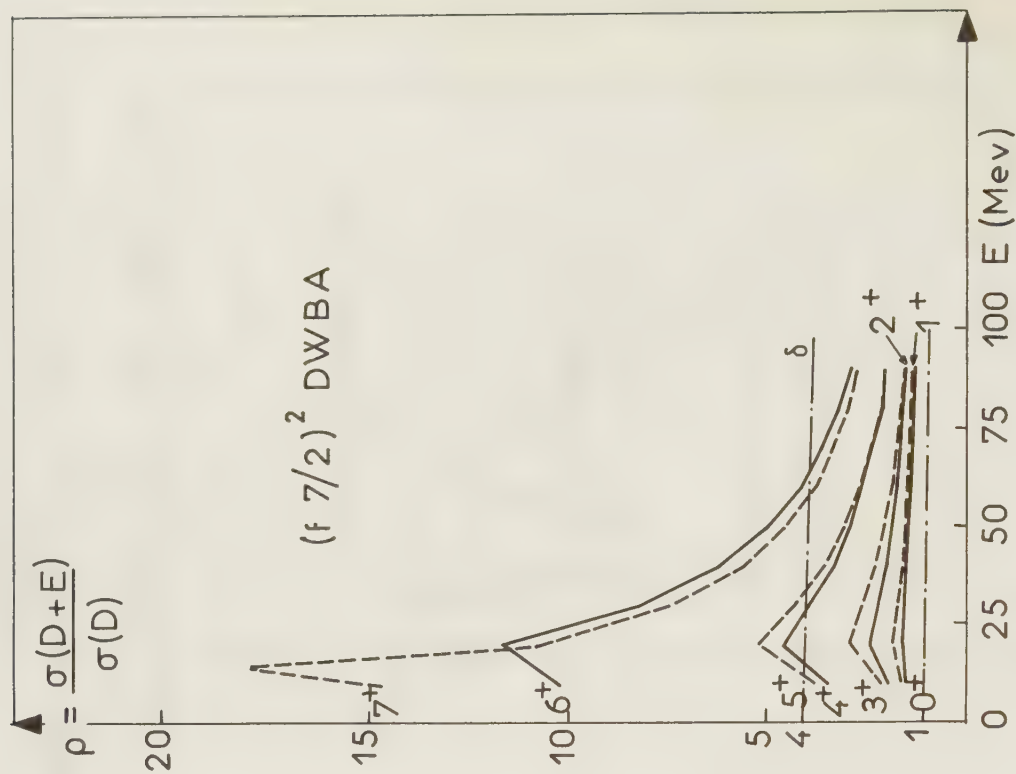


Fig.20 - Rapport entre les sections efficaces totales avec et sans la contribution du terme d'échange dans l'approximation des ondes distordues. Le potentiel optique utilisé est celui (V) du ^{40}Ca à 55 MeV. Les paramètres et les conventions sont ceux de la fig.14.

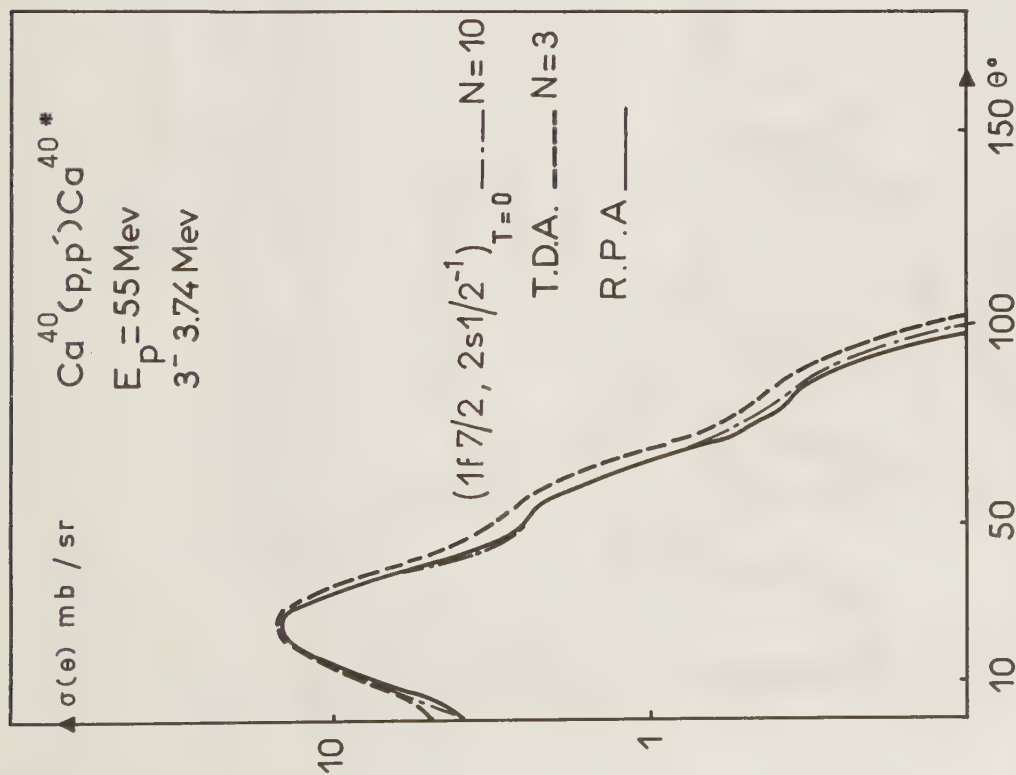


Fig.21 - Comparaison, à 55 MeV des sections efficaces différentielles relatives à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour divers modèles nucléaires : R.P.A., T.D.A et une simple excitation particule-trou $(1f_{7/2} 2s_{1/2})^{-1}_{T=0}$. L'échange est inclus dans les trois calculs. Les sections efficaces T.D.A. et 1p-t ont été multipliées par les facteurs N indiqués.

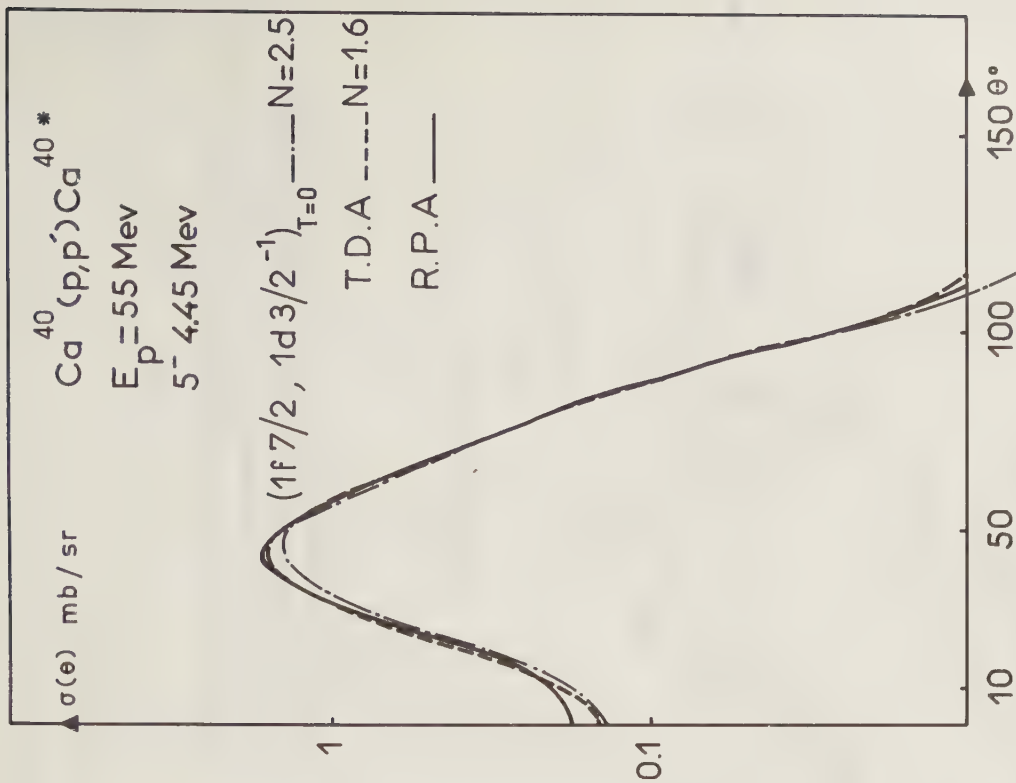


Fig.22 - Comparaison, à 55 MeV des sections efficaces différentielles relatives à l'excitation de l'état 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour divers modèles nucléaires : R.P.A., T.D.A. et une excitation particule-trou $(1f_{7/2} 1d_{3/2})^{-1}_{T=0}$. Les conventions sont celles de la fig.21.

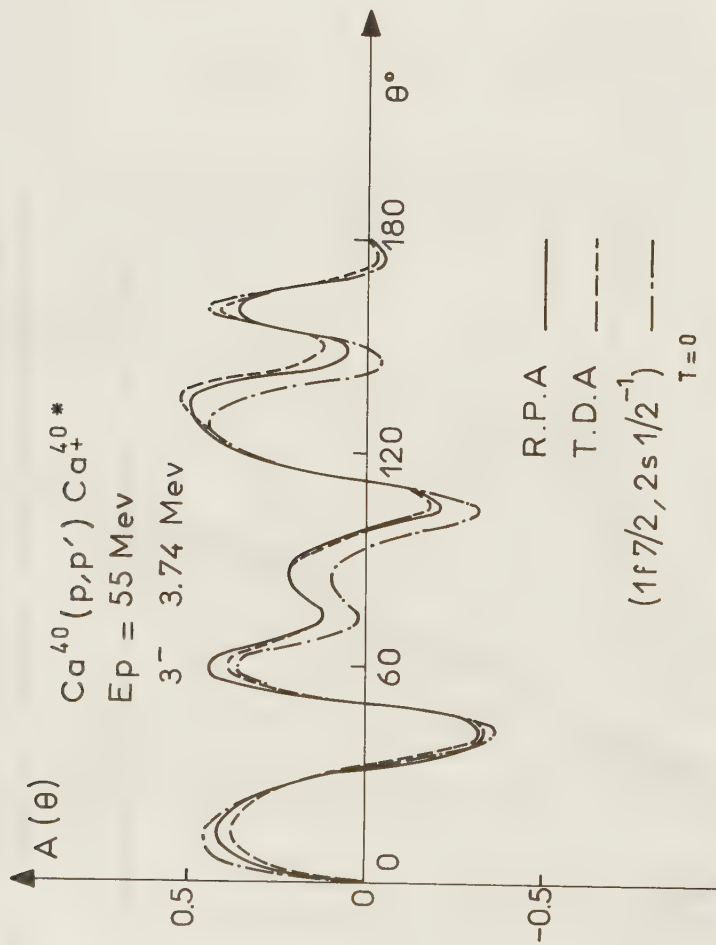


Fig.23 - Comparaison, à 55 MeV des asymétries relatives à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour divers modèles nucléaires : R.P.A., T.D.A. et une excitation particule-trou $(1f_{7/2} 2s_{1/2})_{T=0}^{-1}$. L'échange est inclus dans les trois calculs.

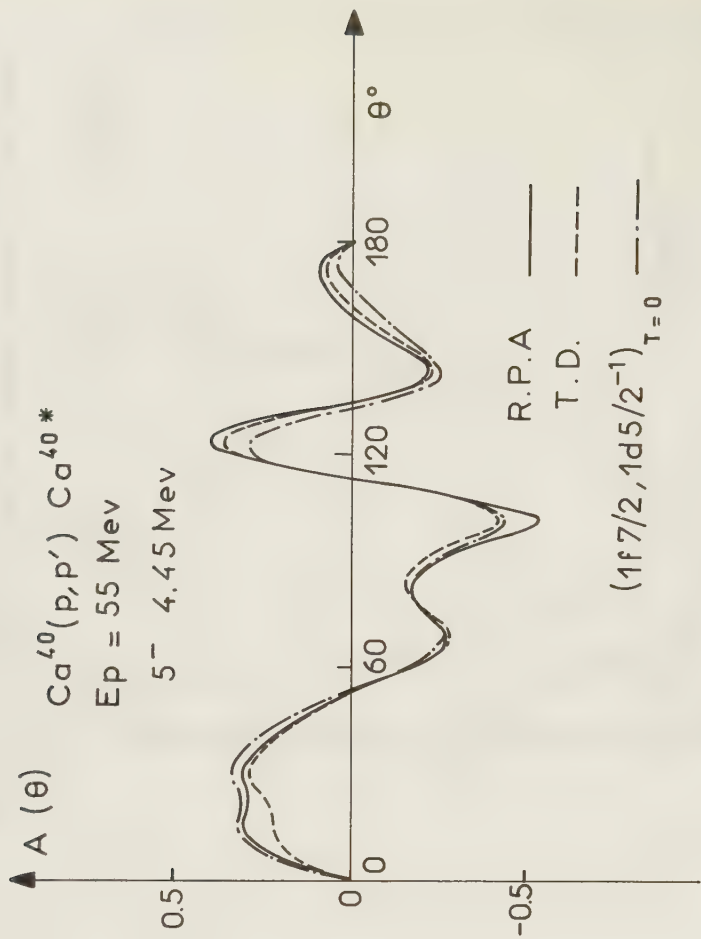


Fig.24 - Comparaison, à 55 MeV des asymétries relatives à l'excitation de l'état 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour divers modèles nucléaires : R.P.A., T.D.A. et une excitation particule-trou $(1f_{7/2} 1d_{3/2})_{T=0}^{-1}$. L'échange est inclus dans les trois calculs.

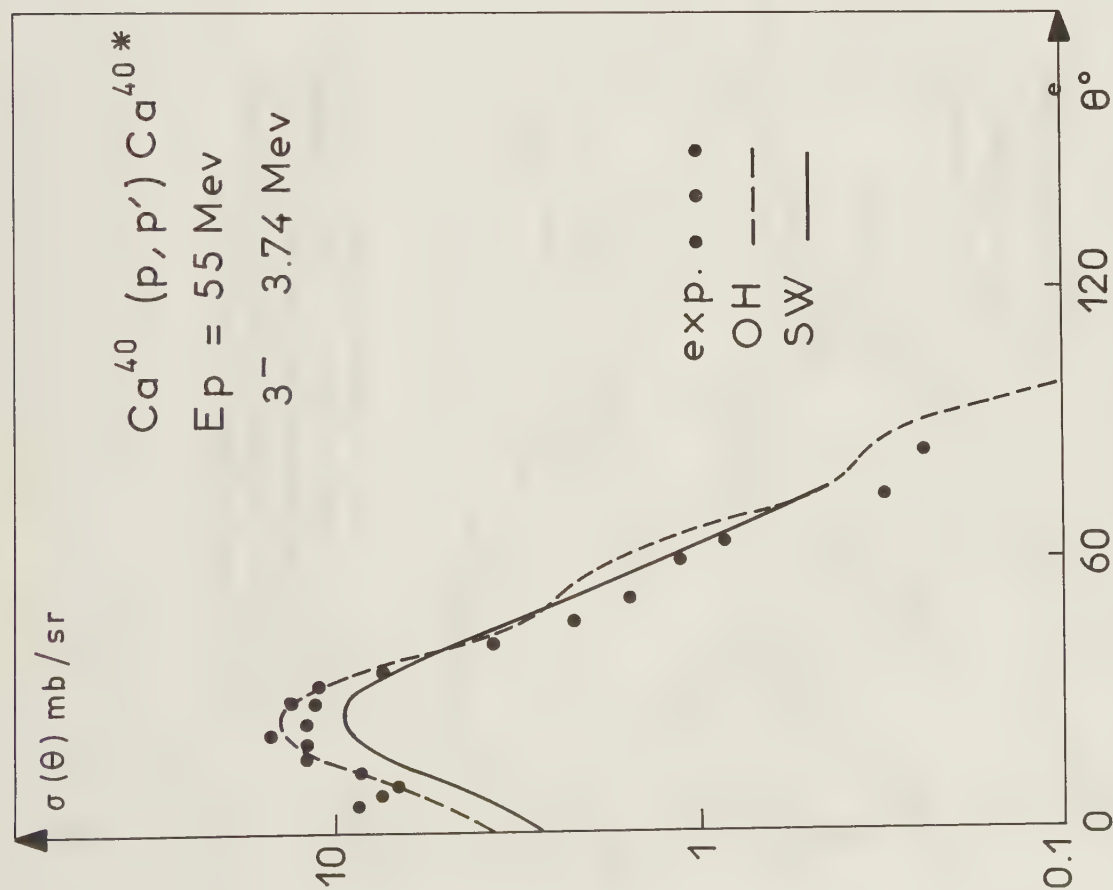


Fig.25 - Comparaison, à 55 MeV des sections efficaces différentielles relatives à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

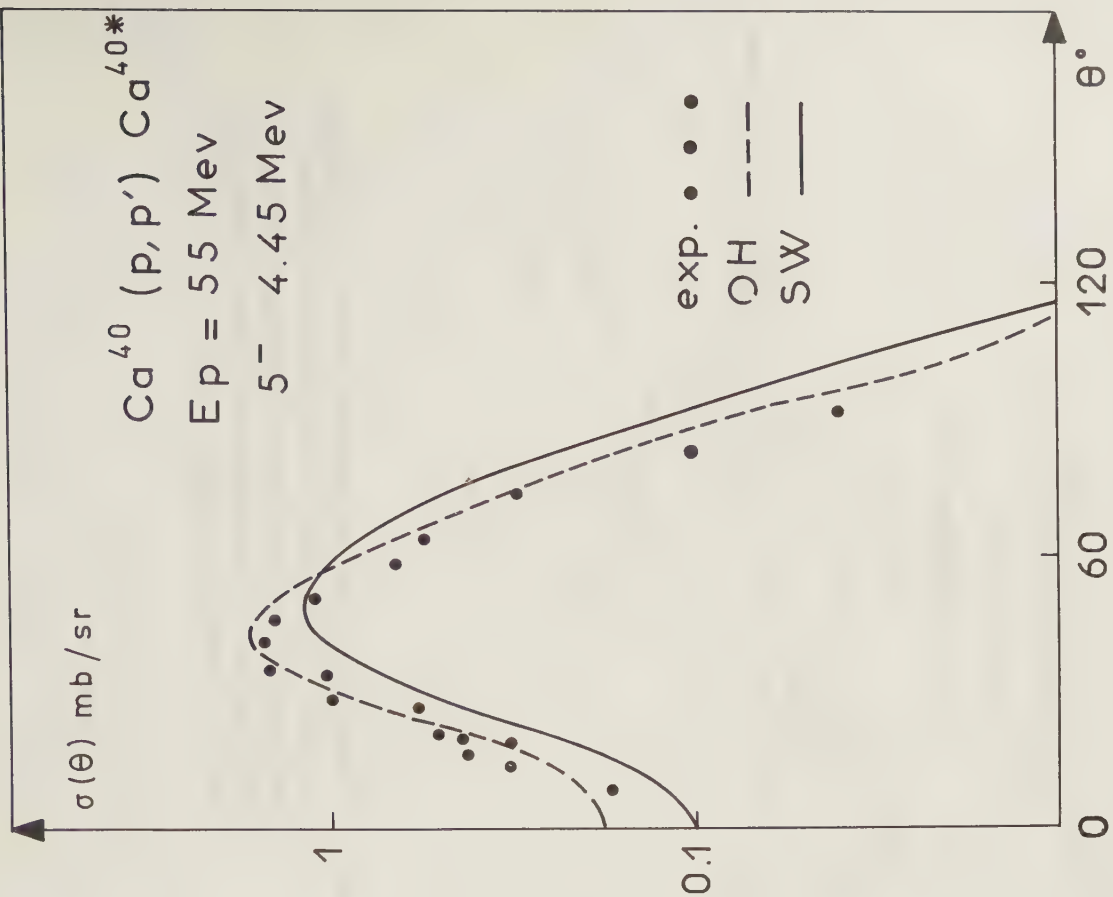


Fig.26 - Comparaison, à 55 MeV des sections efficaces différentielles relatives à l'excitation de l'état 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

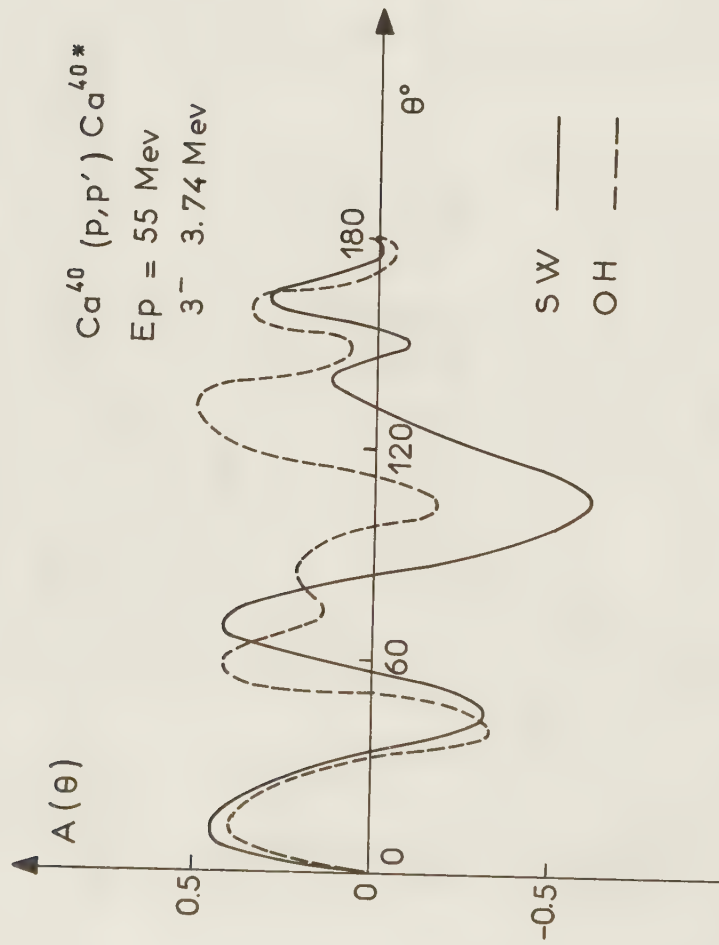


Fig.27 - Comparaison, à 55 MeV, des asymétries relatives à l'excitation de l'état 3⁻ à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

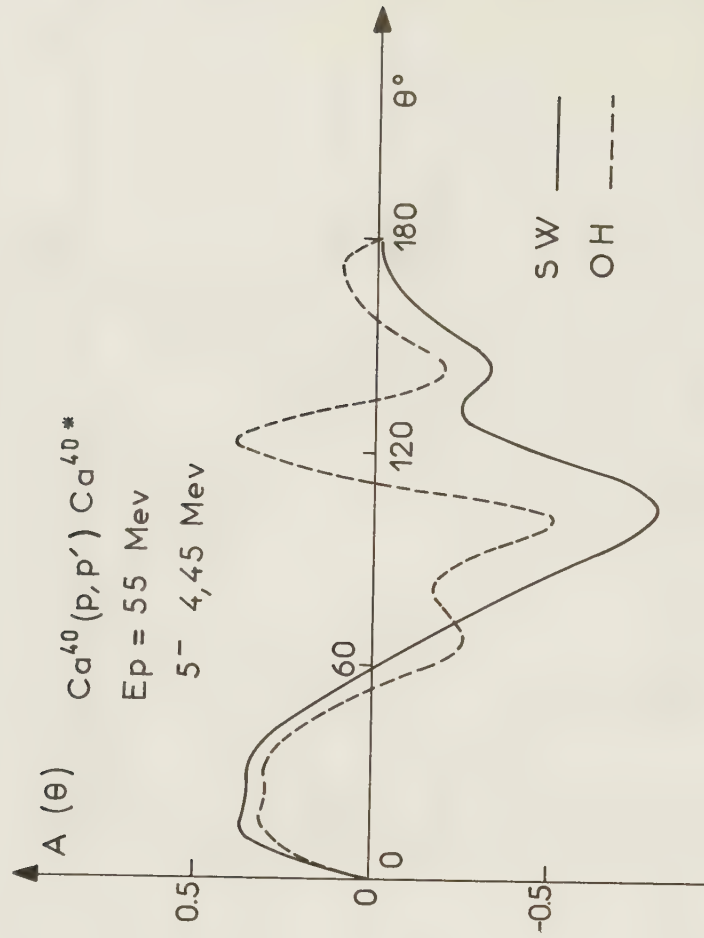


Fig.28 - Comparaison, à 55 MeV, des asymétries relatives à l'excitation de l'état 5⁻ à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

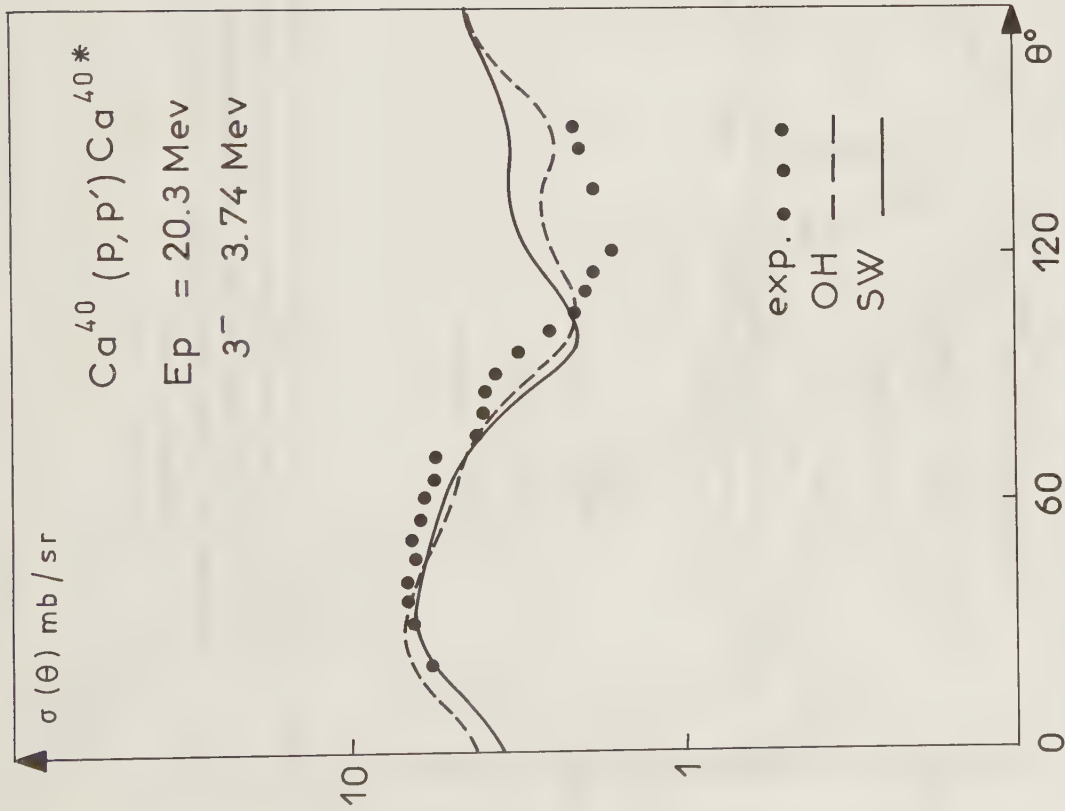


Fig. 29 - Comparaison, à 20,3 MeV, des sections efficaces relatives à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

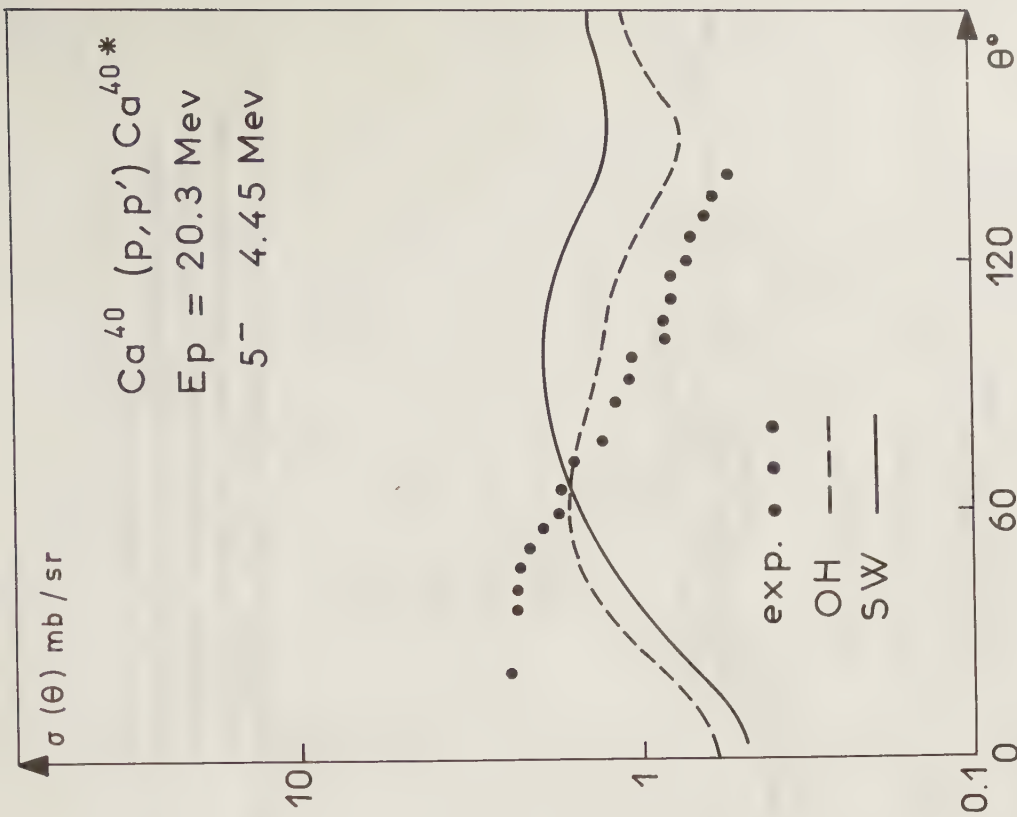


Fig. 30 - Comparaison, à 20,3 MeV, des sections efficaces relatives à l'excitation de l'état 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

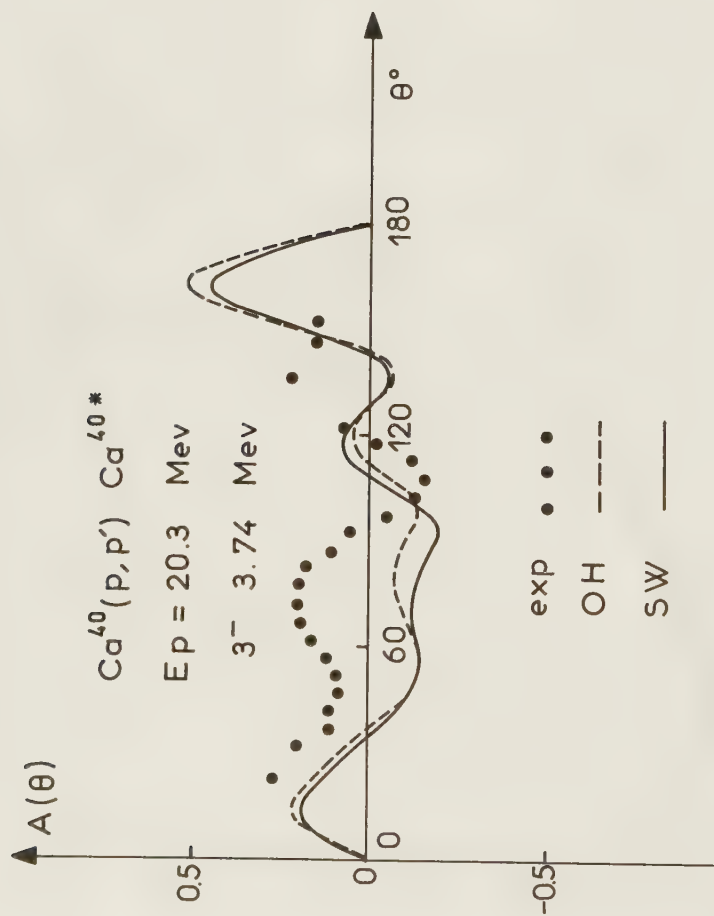


Fig.31 - Comparaison, à 20,3 MeV, des asymétries relatives à l'excitation de l'état 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

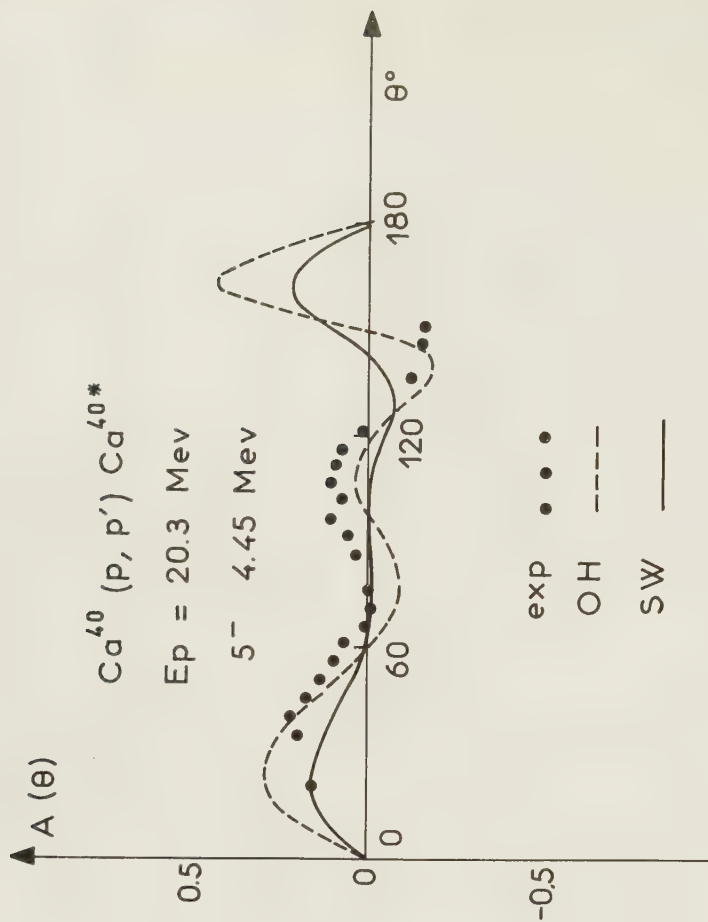


Fig.32 - Comparaison, à 20,3 MeV, des asymétries relatives à l'excitation de l'état 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

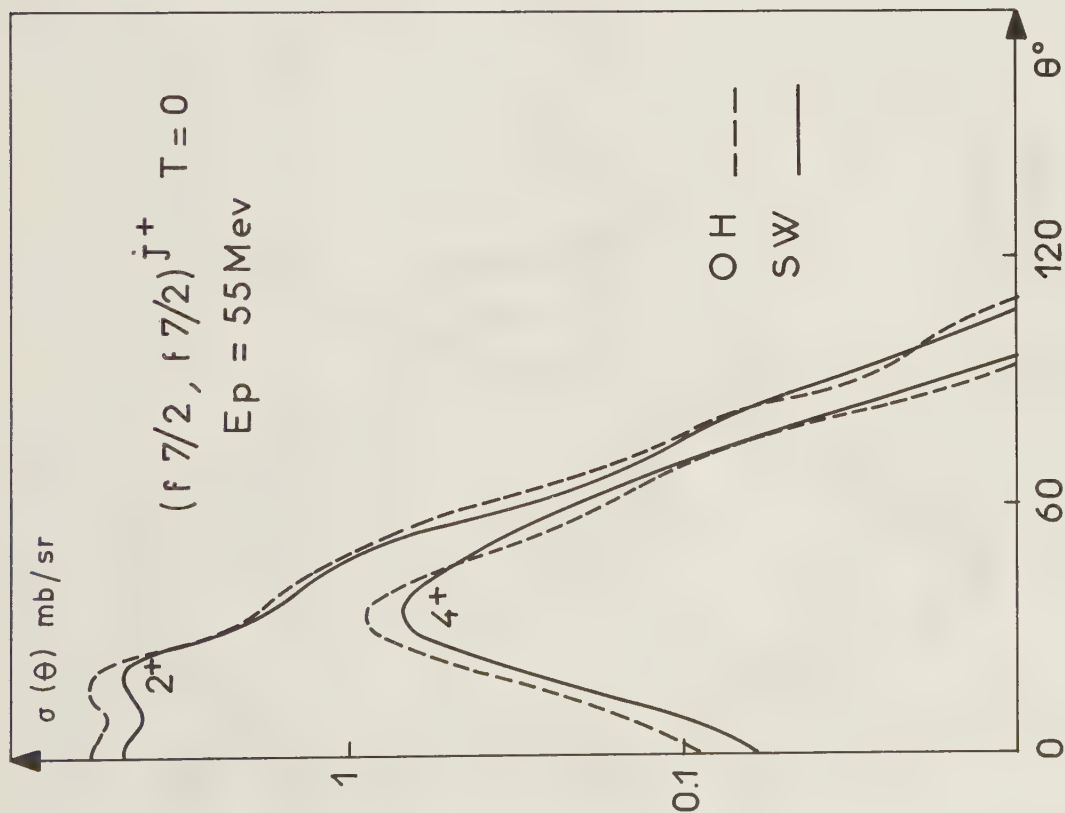


Fig.3.3 - Comparaison, à 55 MeV, des sections efficaces relatives aux états $(f_{7/2}, f_{7/2})_{2^+}^{j+}$ et $(f_{7/2}, f_{7/2})_{4^+}^{j+}$ du ^{42}Sc pour un potentiel du modèle des couches du type Saxon-Wood (SW) et du type oscillateur harmonique (OH). L'état excité est décrit dans l'approximation R.P.A. et l'échange est inclus.

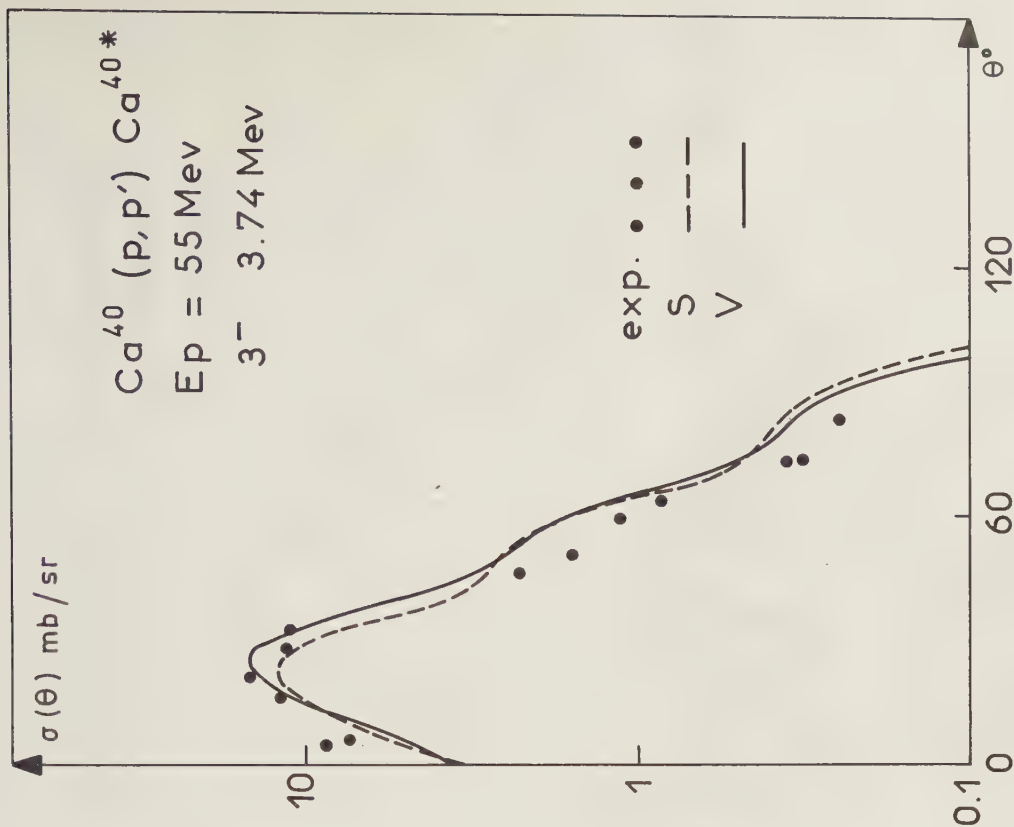


Fig.3.4 - Influence des paramètres du modèle optique sur la section efficace différentielle à 55 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca . Les potentiels optiques (V) et (S) sont ceux de la ref.[23].

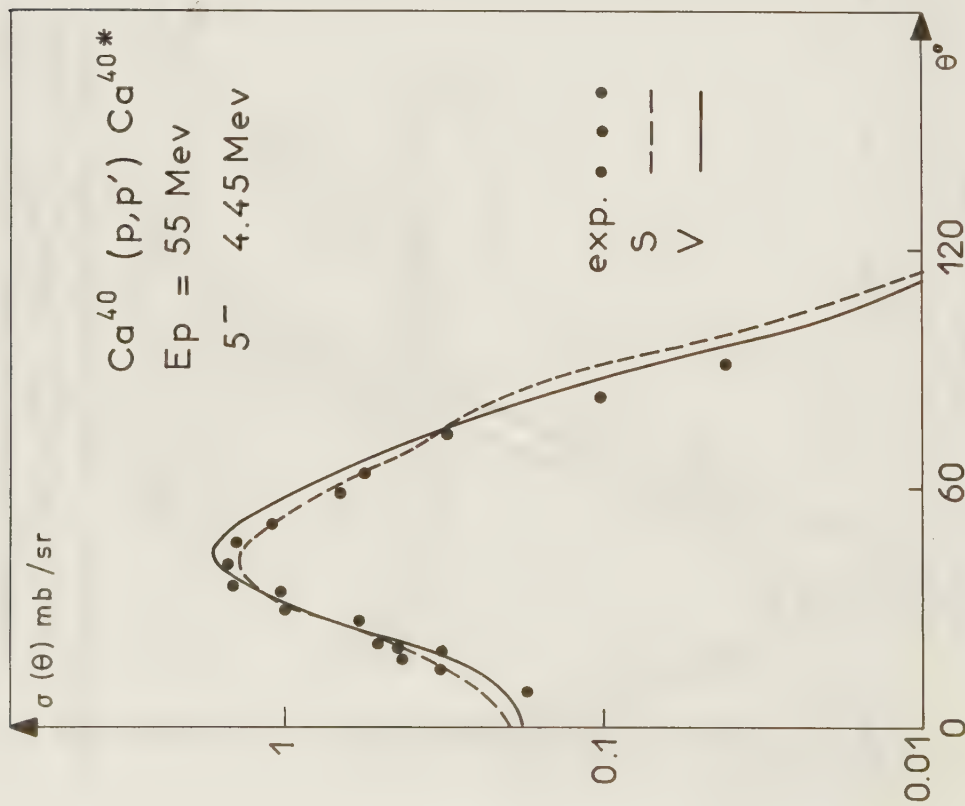


Fig.35 - Influence des paramètres du modèle optique sur la section efficace différentielle à 55 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca . Les potentiels optiques (V) et (S) sont ceux de la ref.[23].

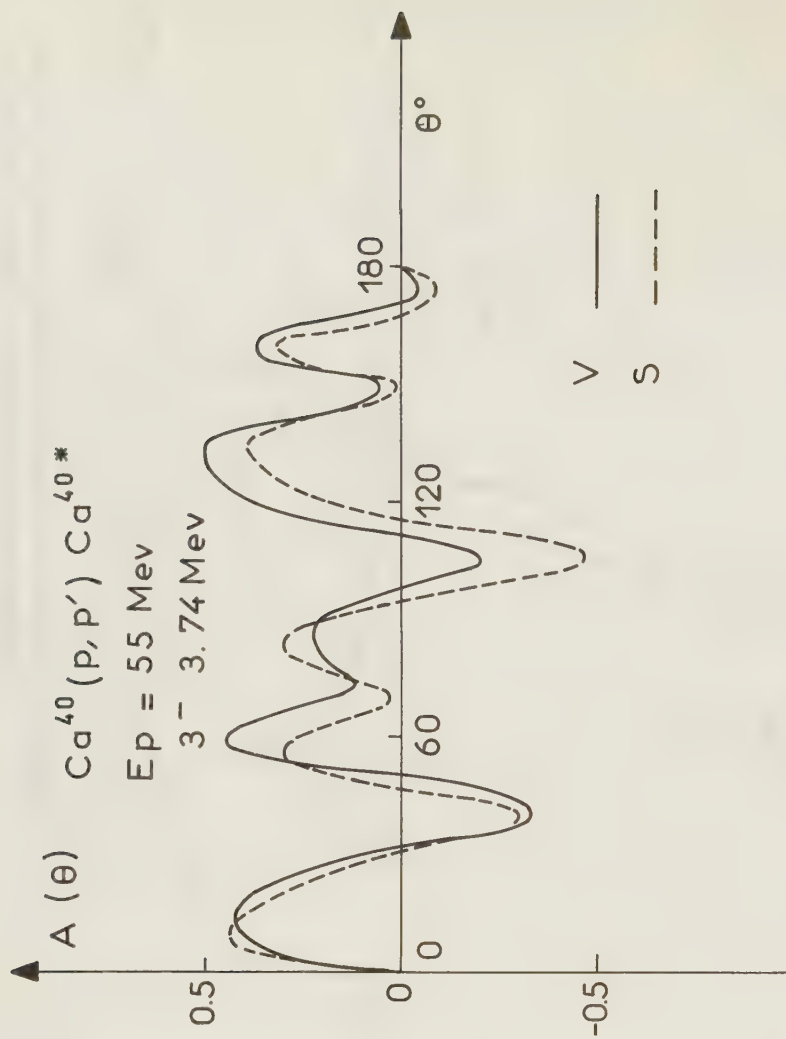


Fig.36 : Influence des paramètres du modèle optique sur l'asymétrie à 55 MeV. Etat 3^- à 3,74 MeV du ^{40}Ca . Les potentiels optiques (V) et (S) sont ceux de la ref.[23].

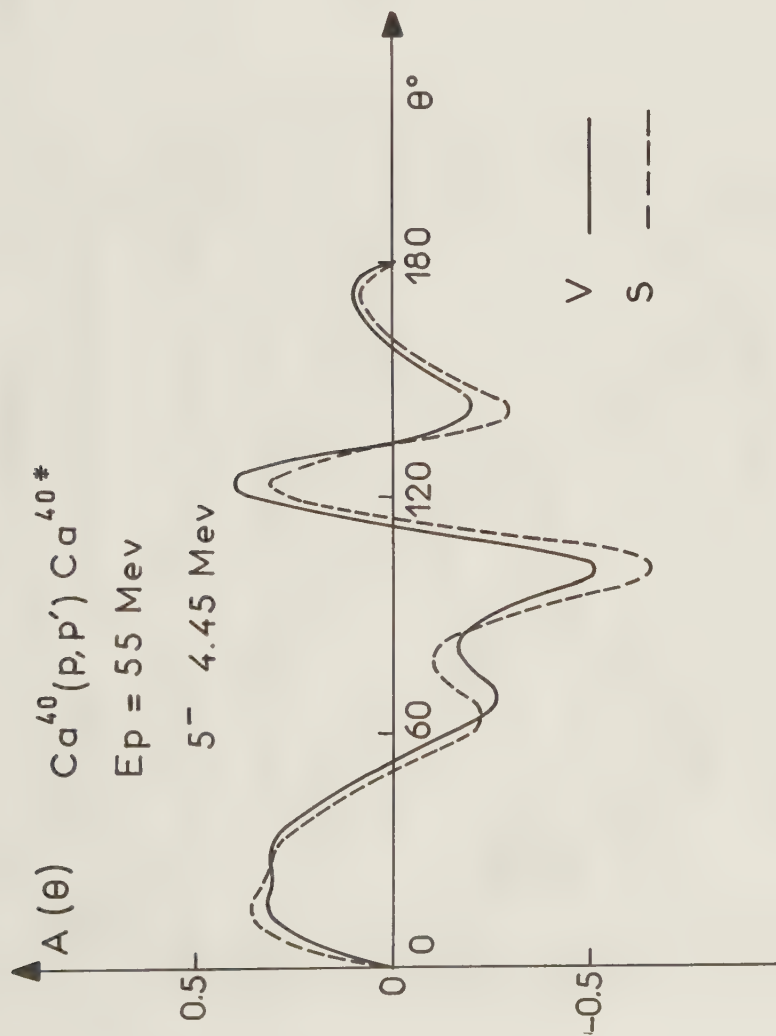


Fig.37 - Influence des paramètres du modèle optique sur l'asymétrie efficace différentielle à 55 MeV. Etat 5^- à 4,45 MeV du ^{40}Ca . Les potentiels optiques (V) et (S) sont ceux de la ref. [23].

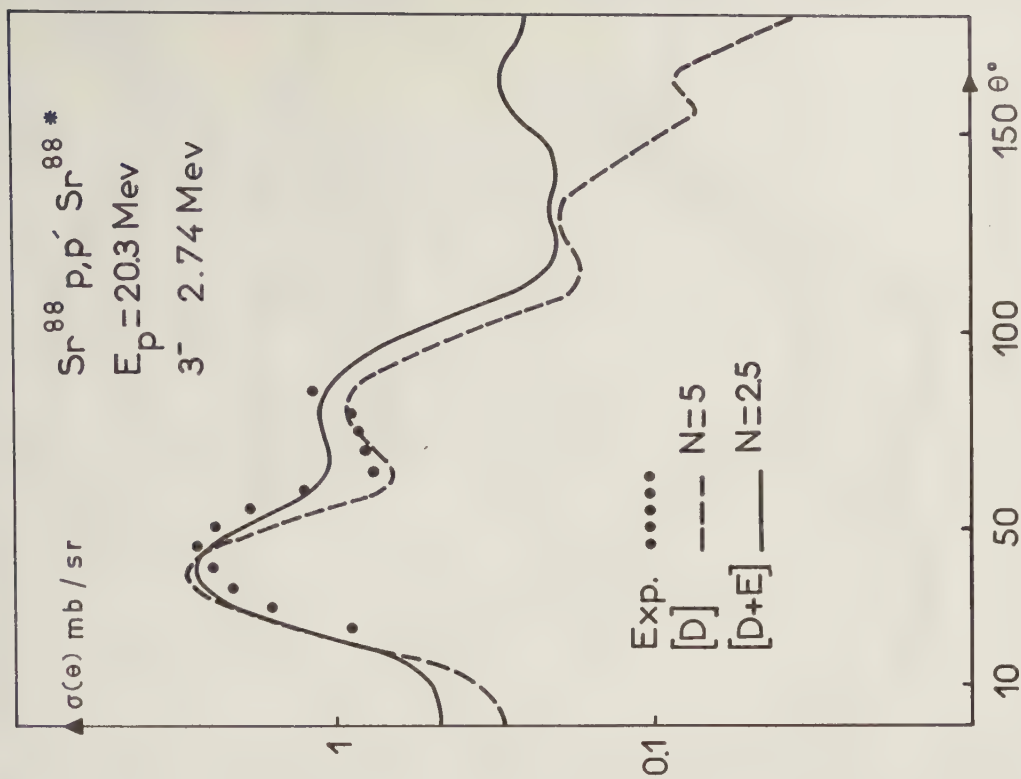


Fig.38 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 3^- à 2,74 MeV du ^{88}Sr . Conventions de la fig.2.

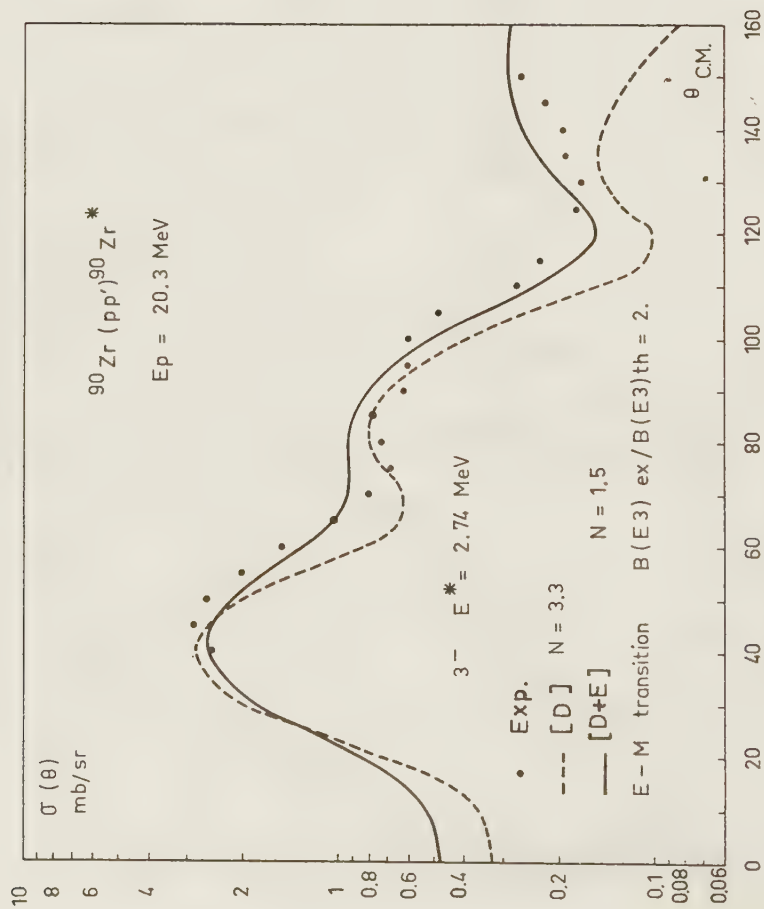


Fig.39 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 3^- à 2,74 MeV du ^{90}Zr .
Conventions de la fig.2.

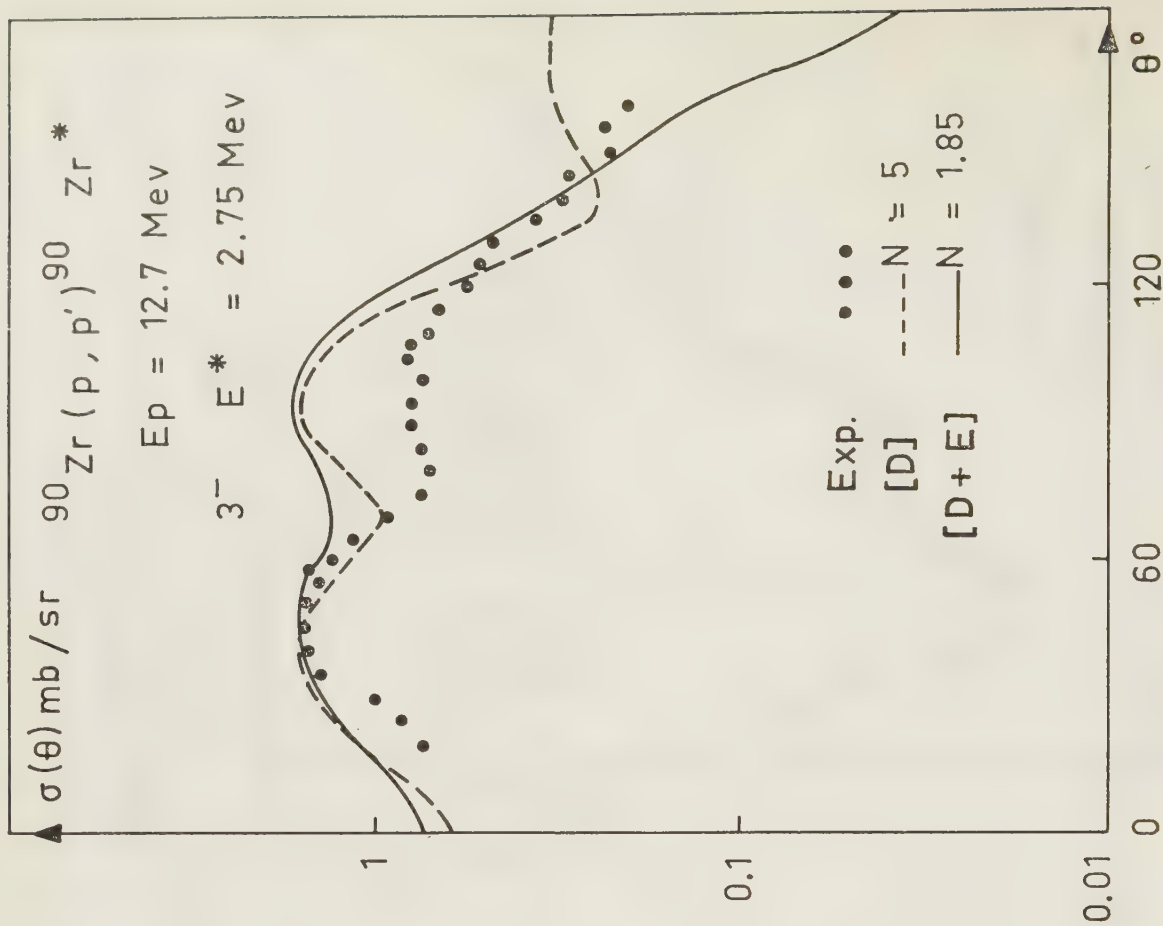


Fig.40 - Section efficace (pp') à 12,7 MeV. Etat 3^- à 2,74 MeV du ^{90}Zr .
Conventions de la fig.2.

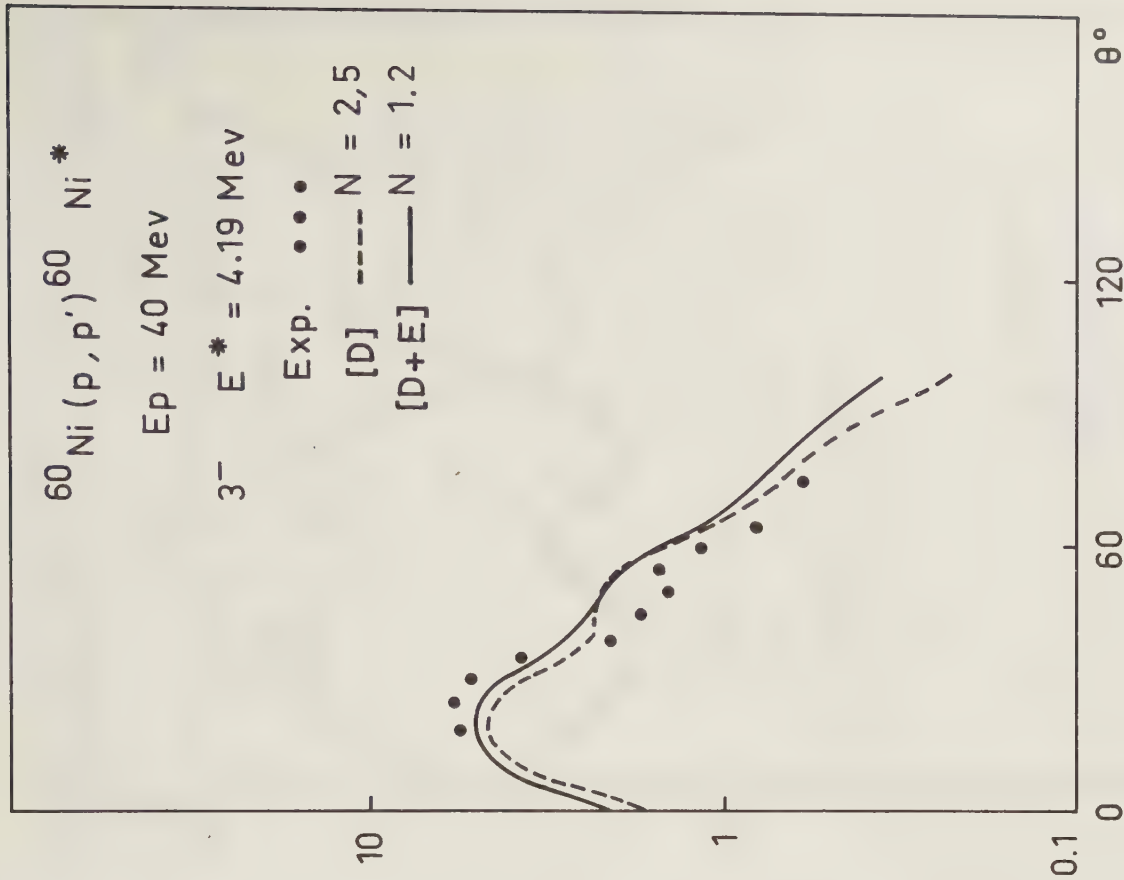


Fig.42 - Section efficace (pp') à 40 Mev. Etat 3^- à 4,19 Mev du ^{60}Ni .
 Conventions de la fig.2.

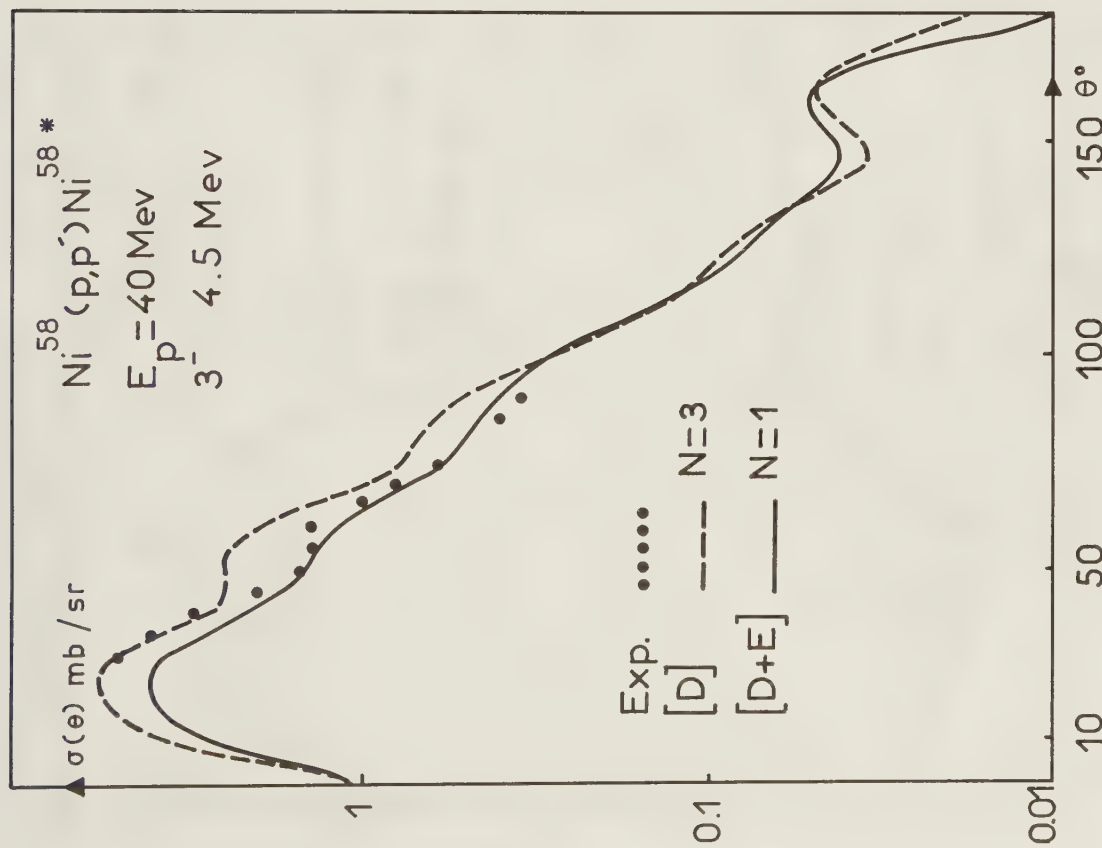


Fig.41 - Section efficace (pp') à 40 Mev. Etat 3^- à 4,5 Mev du ^{58}Ni .
 Conventions de la fig.2.

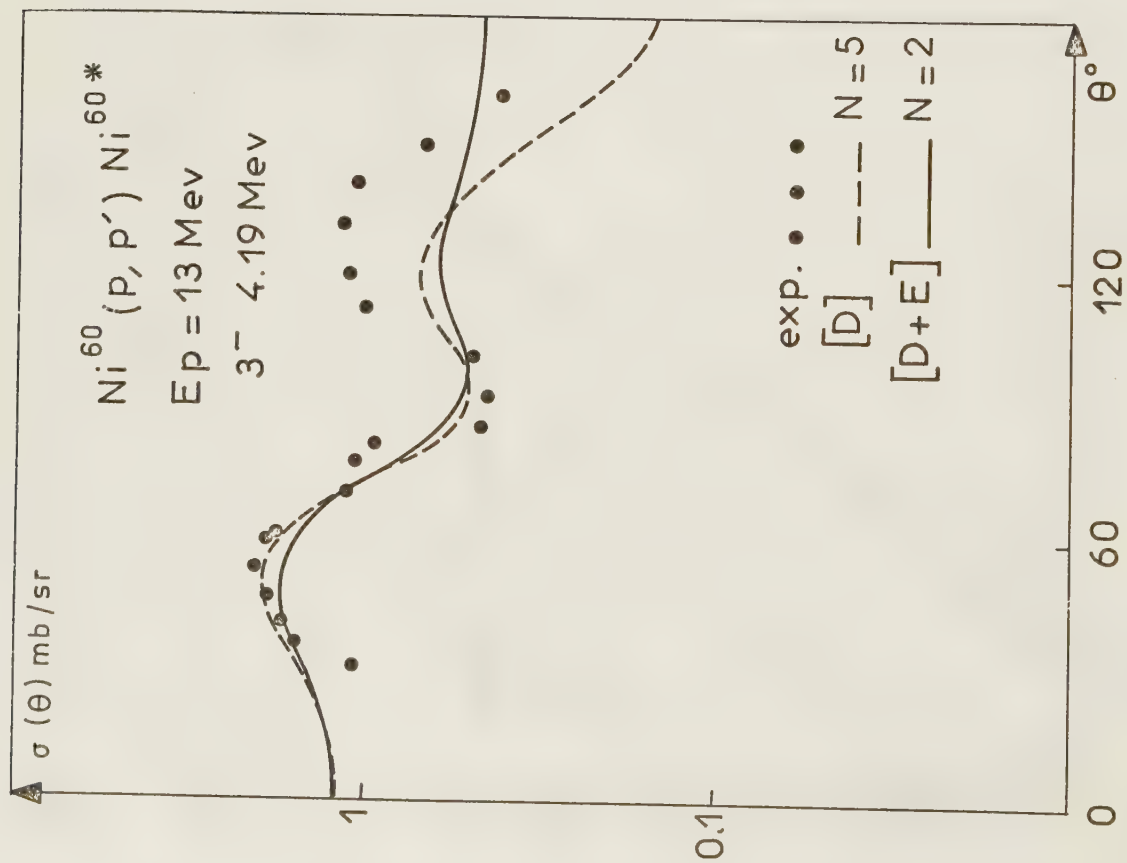


Fig.43 - Section efficace (pp') à 13 MeV. Etat 3^- à 4,19 MeV du ^{60}Ni .
 Conventions de la fig.2.

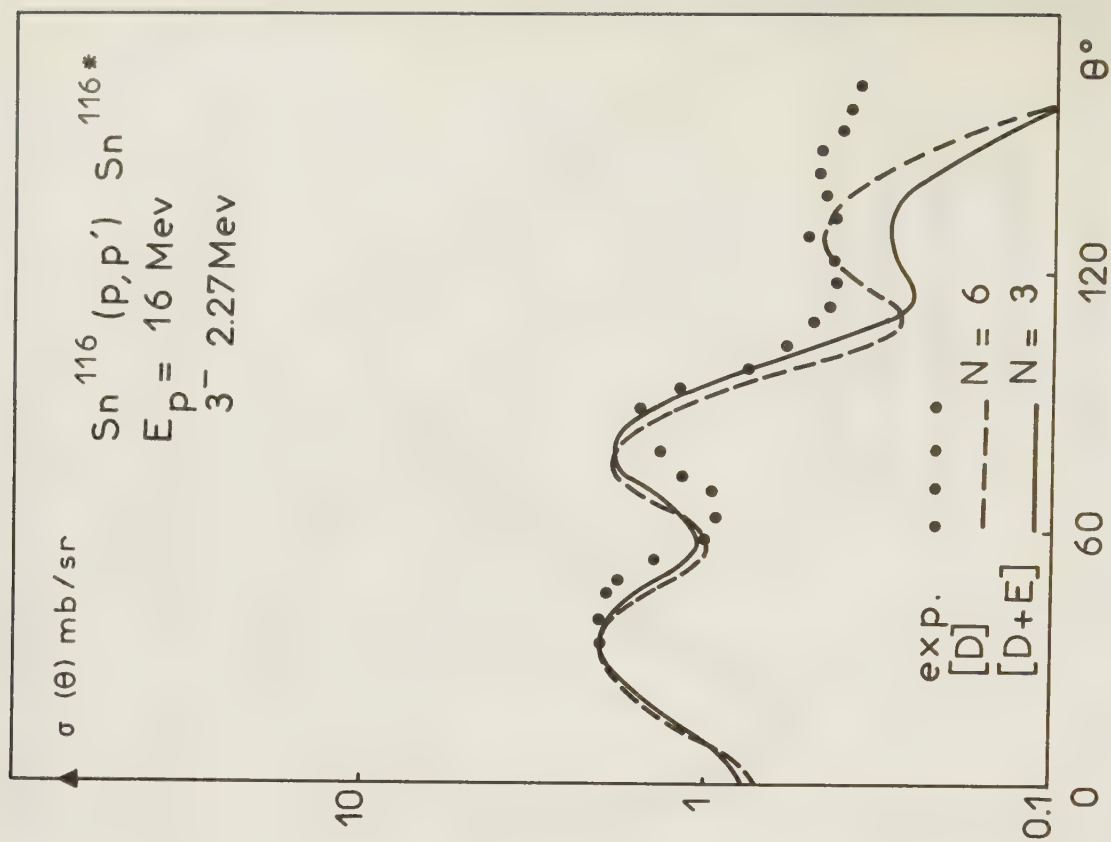


Fig.44 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 3^- à 2,27 MeV du ^{116}Sn .
 Conventions de la fig.2.

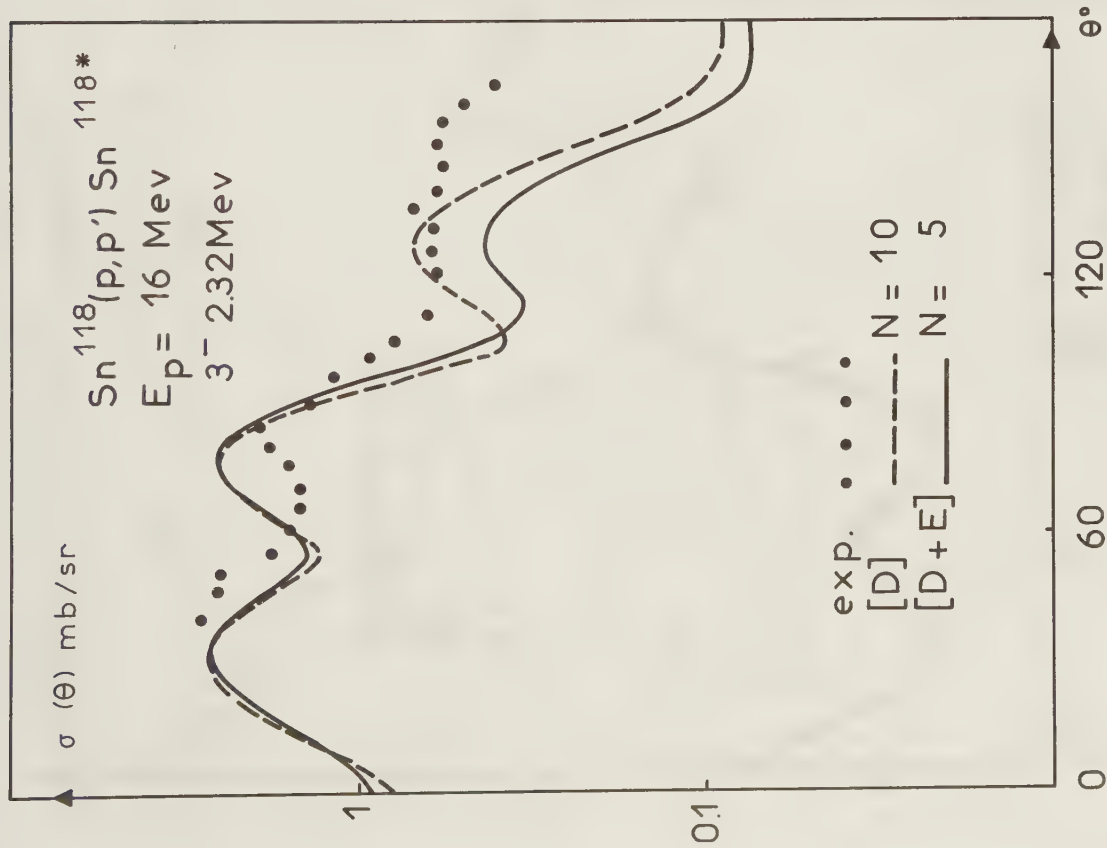


Fig.45 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 3^- à 2,32 MeV du ^{118}Sn .
Conventions de la fig.2.

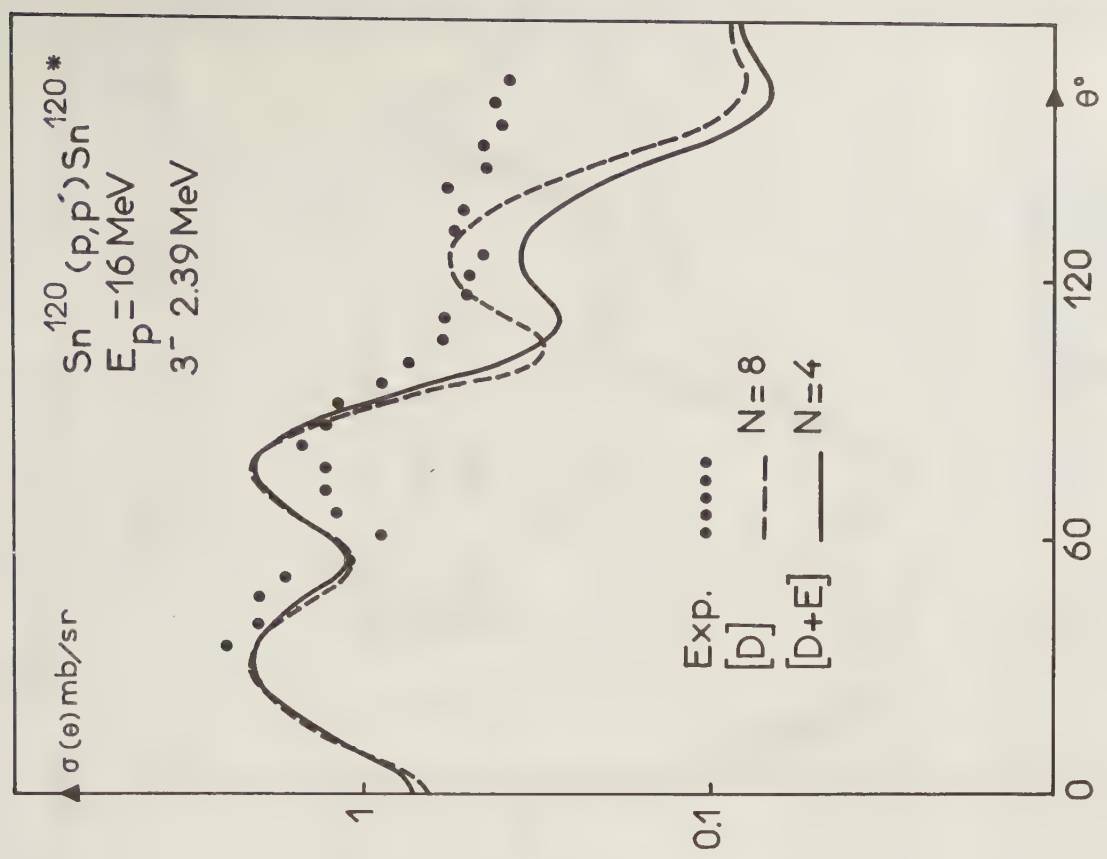


Fig.46 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 3^- à 2,39 MeV du ^{120}Sn .
Conventions de la fig.2.

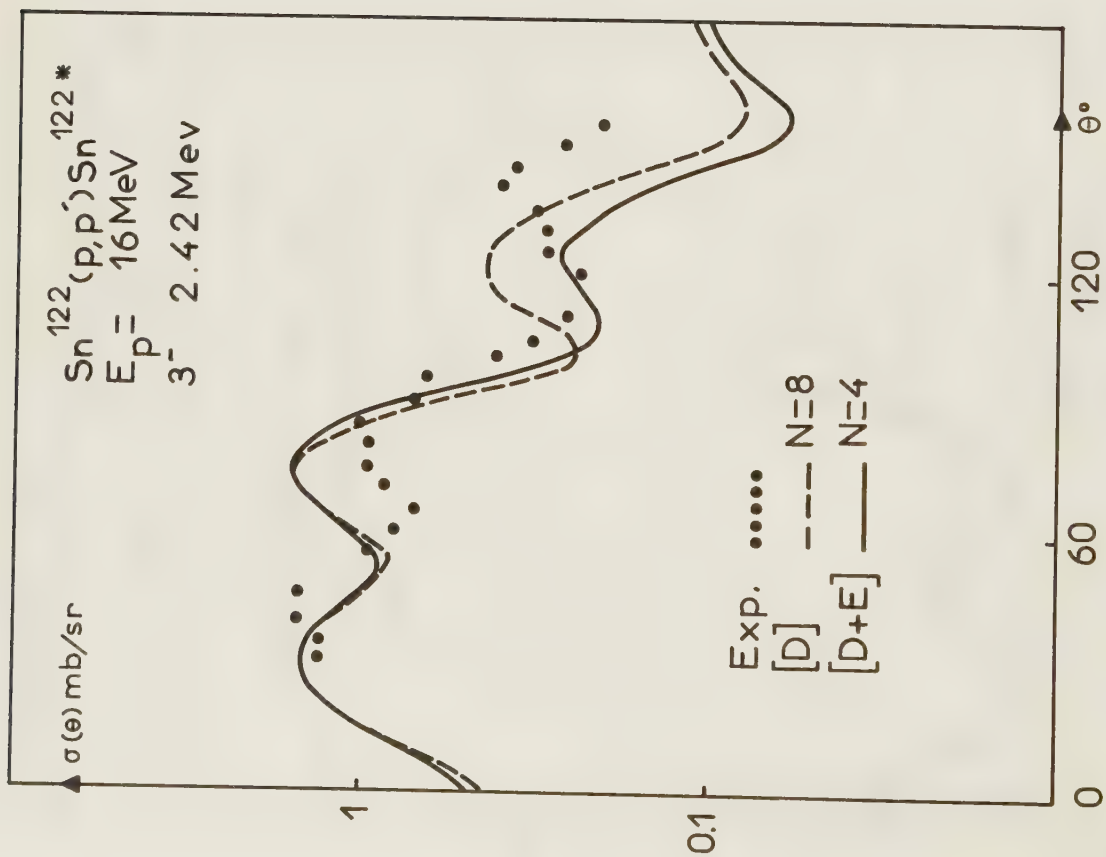


Fig.47 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 3^- à 2,42 MeV du ^{122}Sn . Conventions de la fig.2.

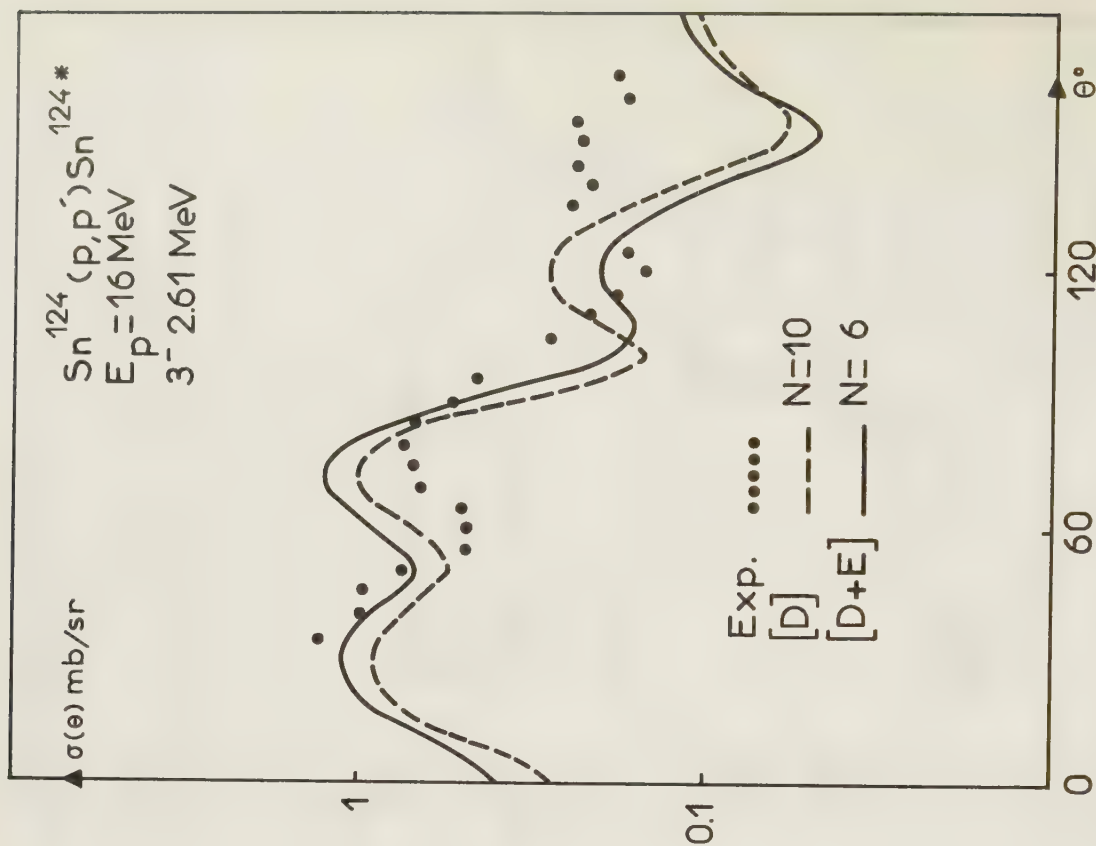


Fig.48 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 3^- à 2,61 MeV du ^{124}Sn . Conventions de la fig.2.

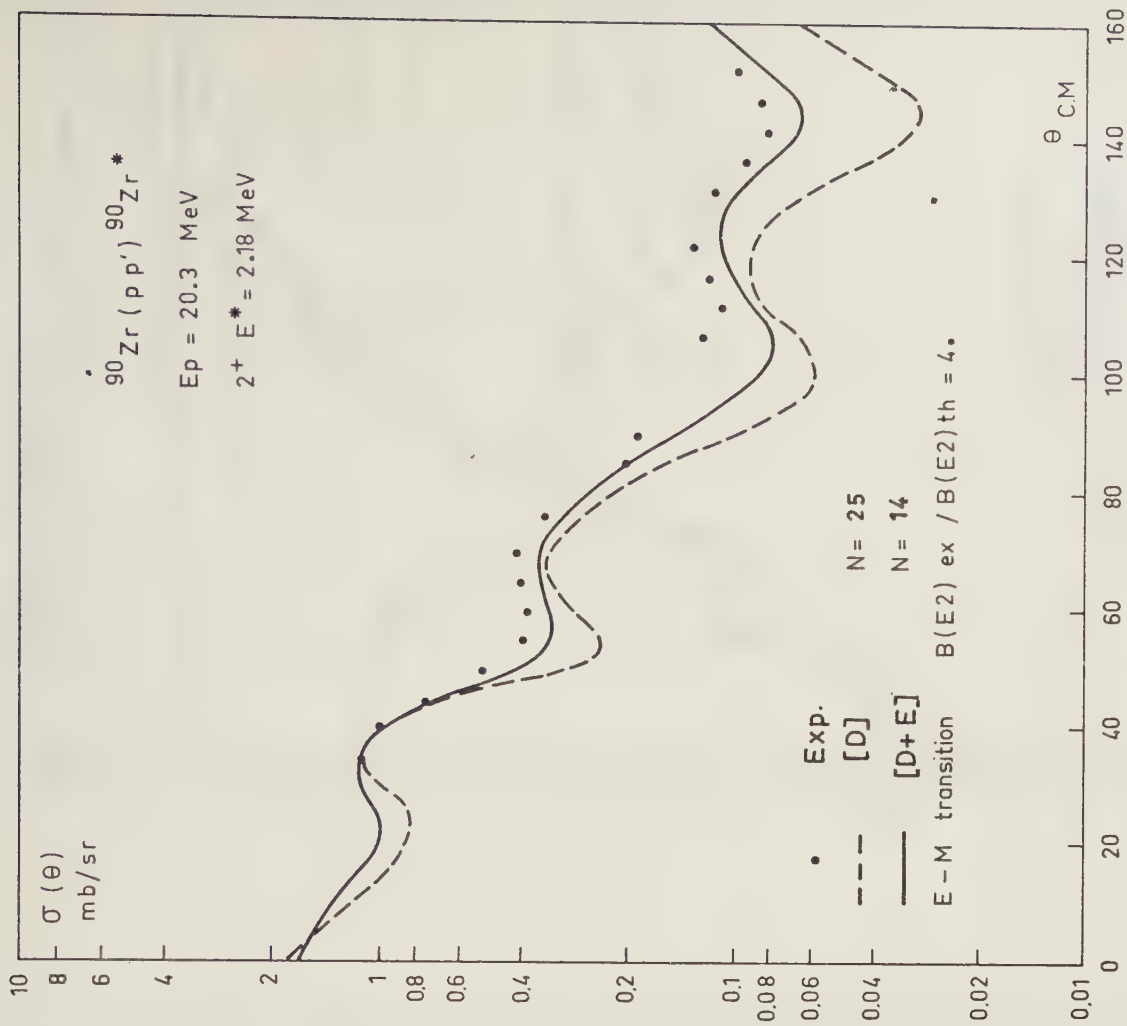


Fig.50 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 2^+ à 2,18 MeV du ^{90}Zr .
 Conventions de la fig.2.

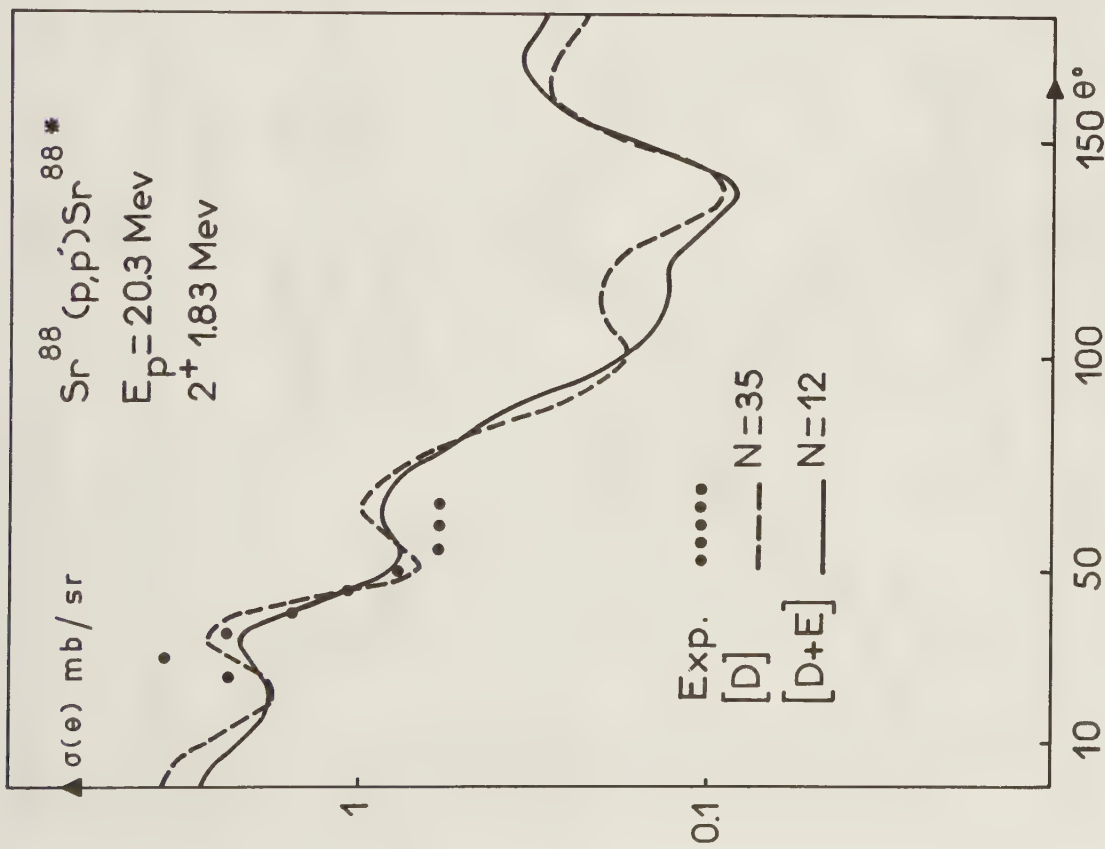


Fig.49 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV. Etat 2^+ à 1,83 MeV du ^{88}Sr .
 Conventions de la fig.2.

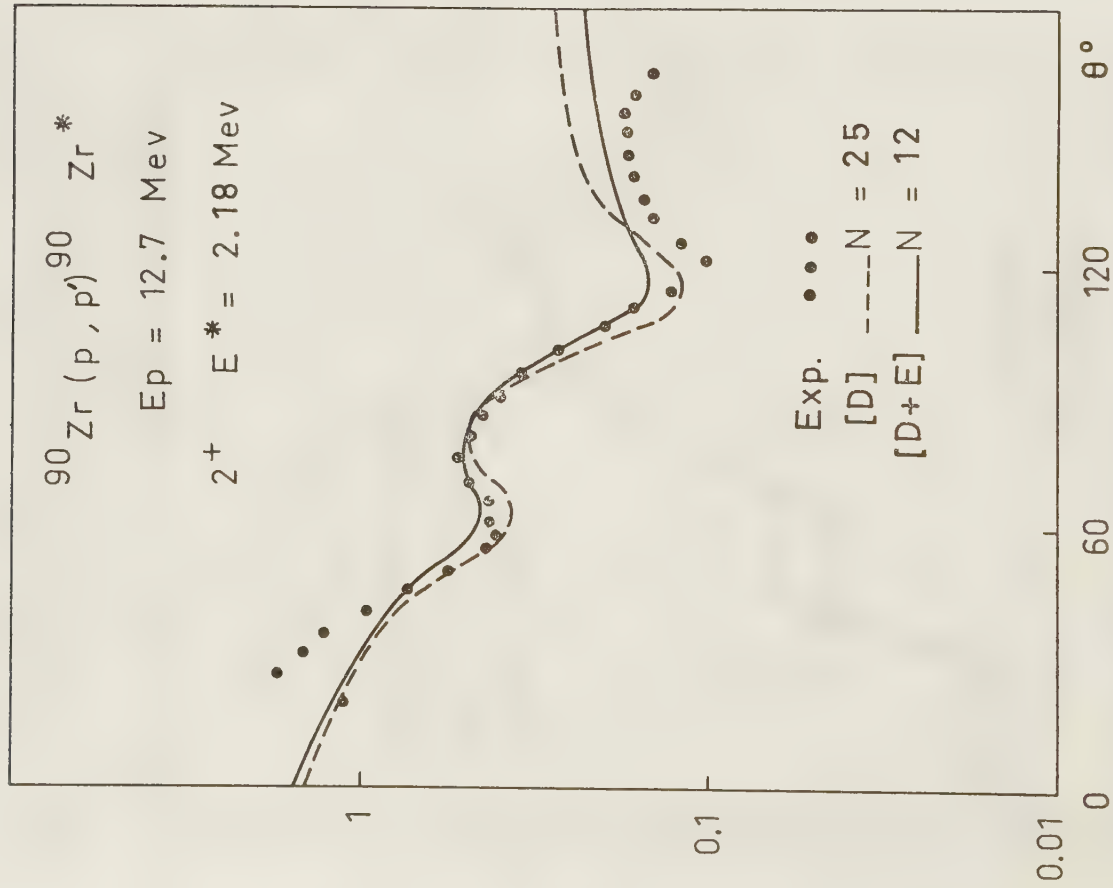


Fig.51 - Section efficace (pp') à 12,7 MeV. Etat 2^+ à 2,18 MeV du ^{90}Zr .
 Conventions de la fig.2.

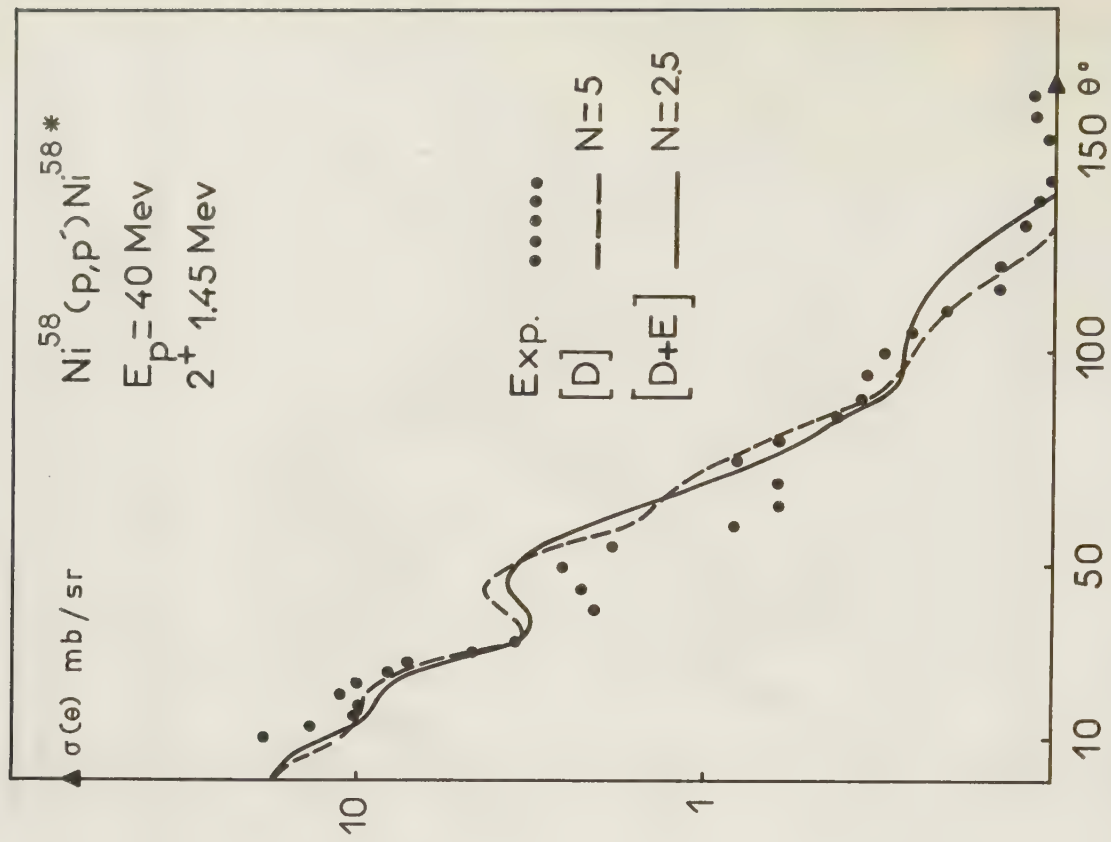


Fig.52 - Section efficace (pp') à 40 MeV. Etat 2^+ à 1,45 MeV du ^{58}Ni .
 Conventions de la fig.2.

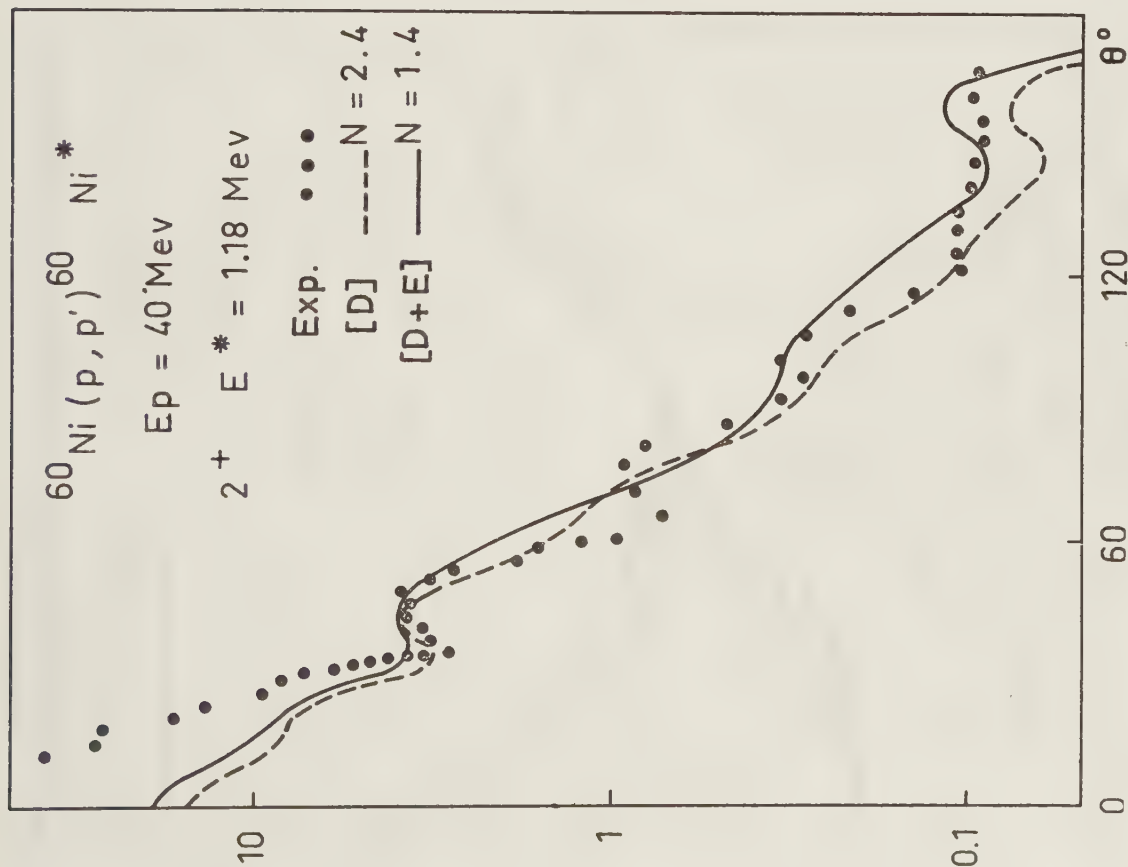


Fig.53 - Section efficace (pp') à 40 MeV. Etat 2^+ à 1,18 MeV du ^{60}Ni .
 Conventions de la fig.2.

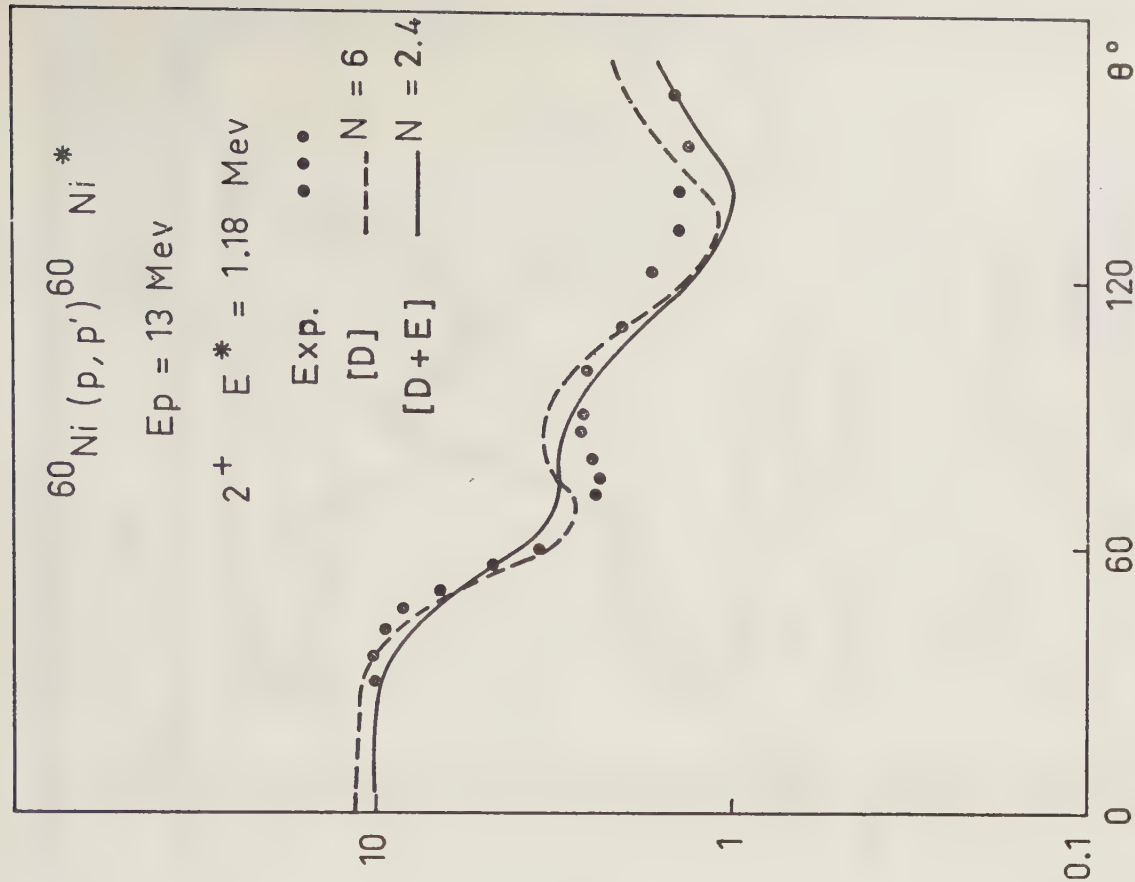


Fig.54 - Section efficace (pp') à 13 MeV. Etat 2^+ à 1,18 MeV du ^{60}Ni .
 Conventions de la fig.2.

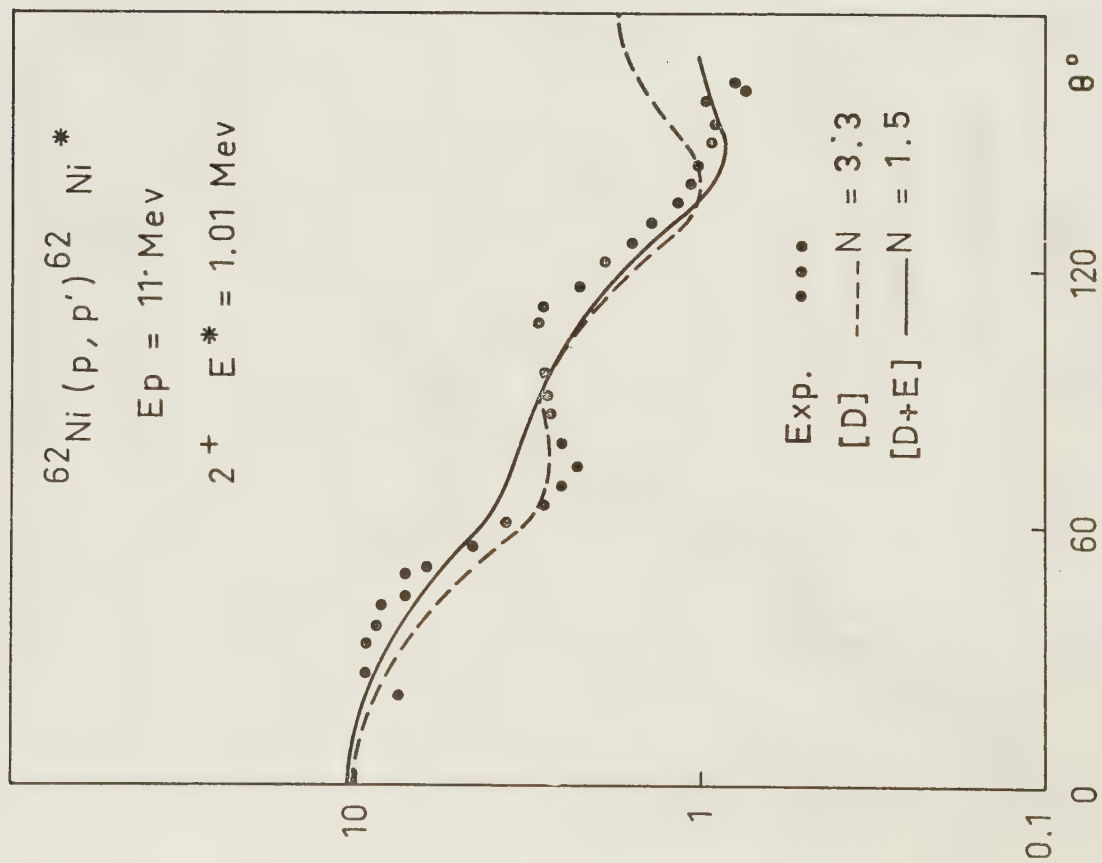


Fig.55 - Section efficace (pp') à 11 MeV. Etat 2^+ à 1,01 MeV du ^{62}Ni .
Conventions de la fig.2.

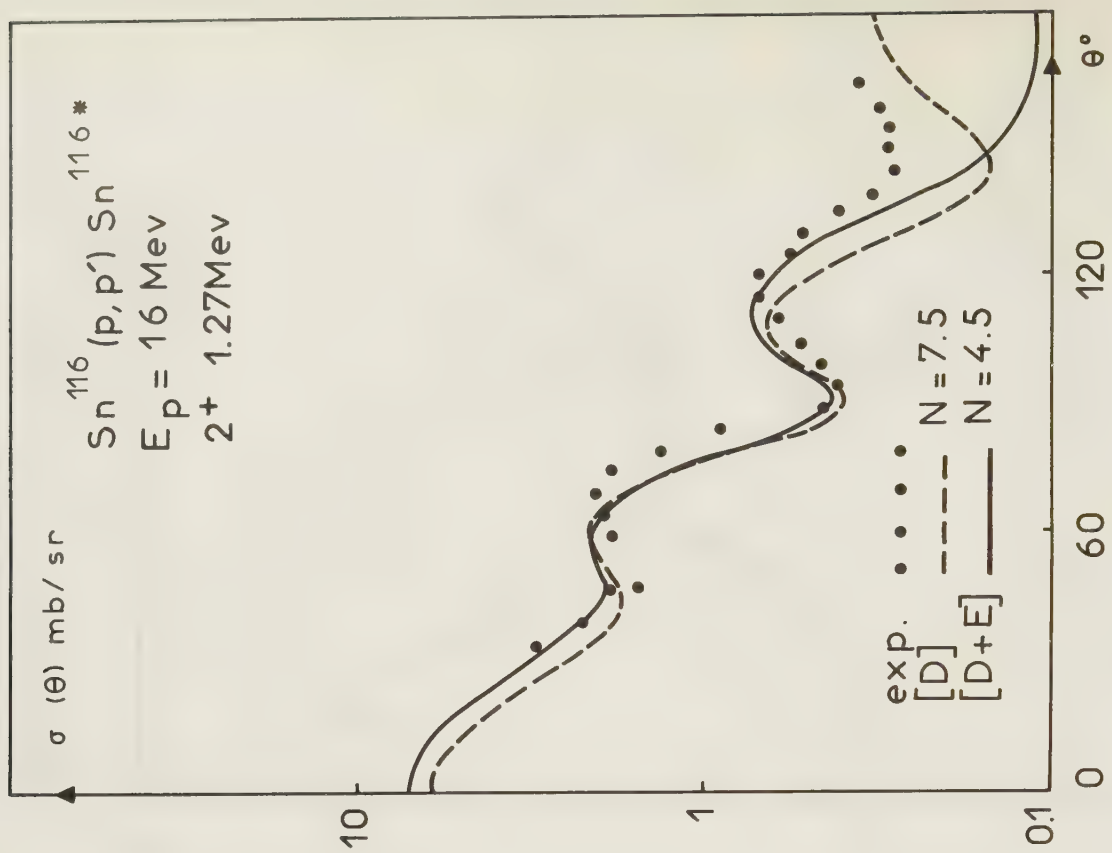


Fig.56 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 2^+ à 1,27 MeV du ^{116}Sn .
Conventions de la fig.2.

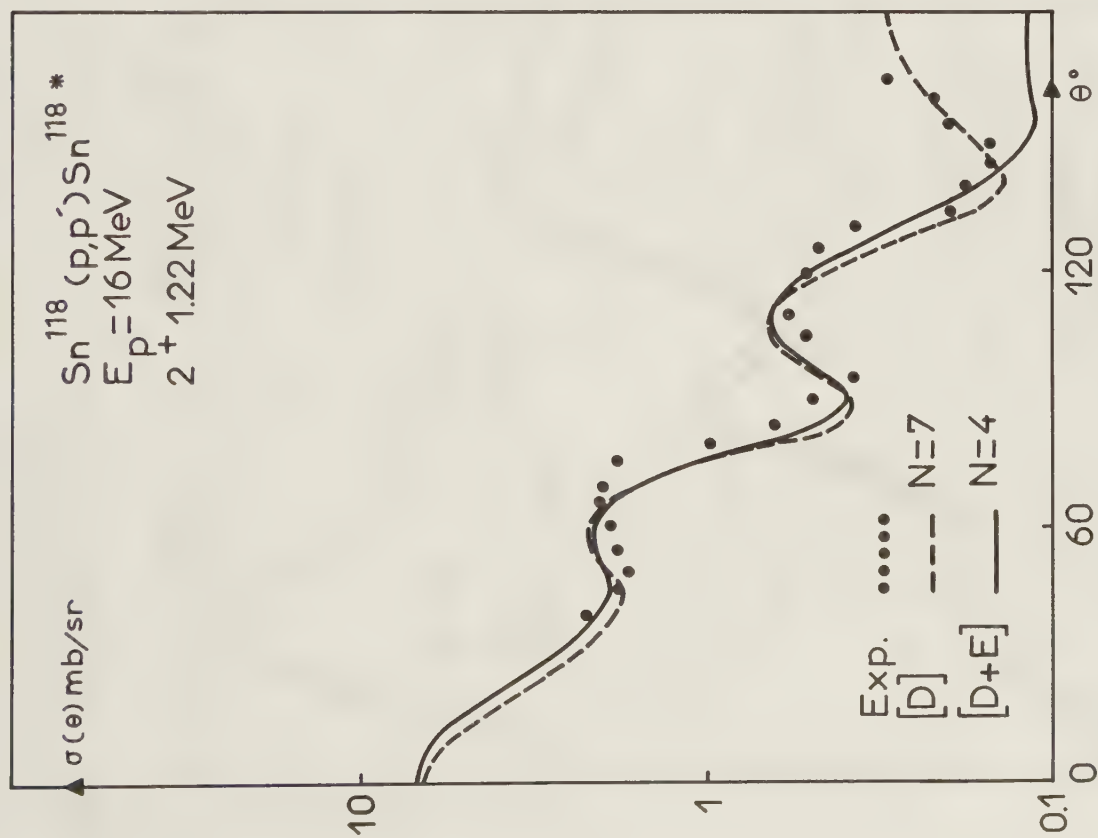


Fig.57 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 2^+ à 1,22 MeV du ^{118}Sn . Conventions de la fig.2.

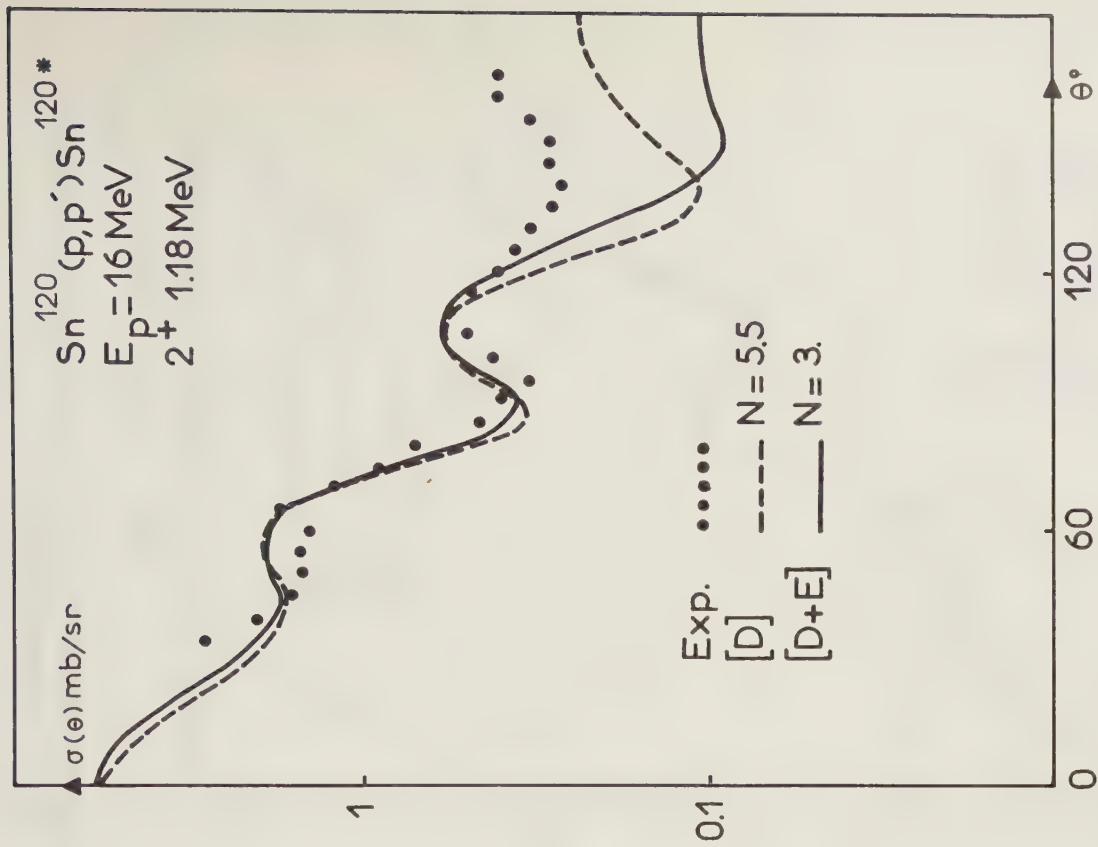


Fig.58 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 2^+ à 1,18 MeV du ^{120}Sn . Conventions de la fig.2.

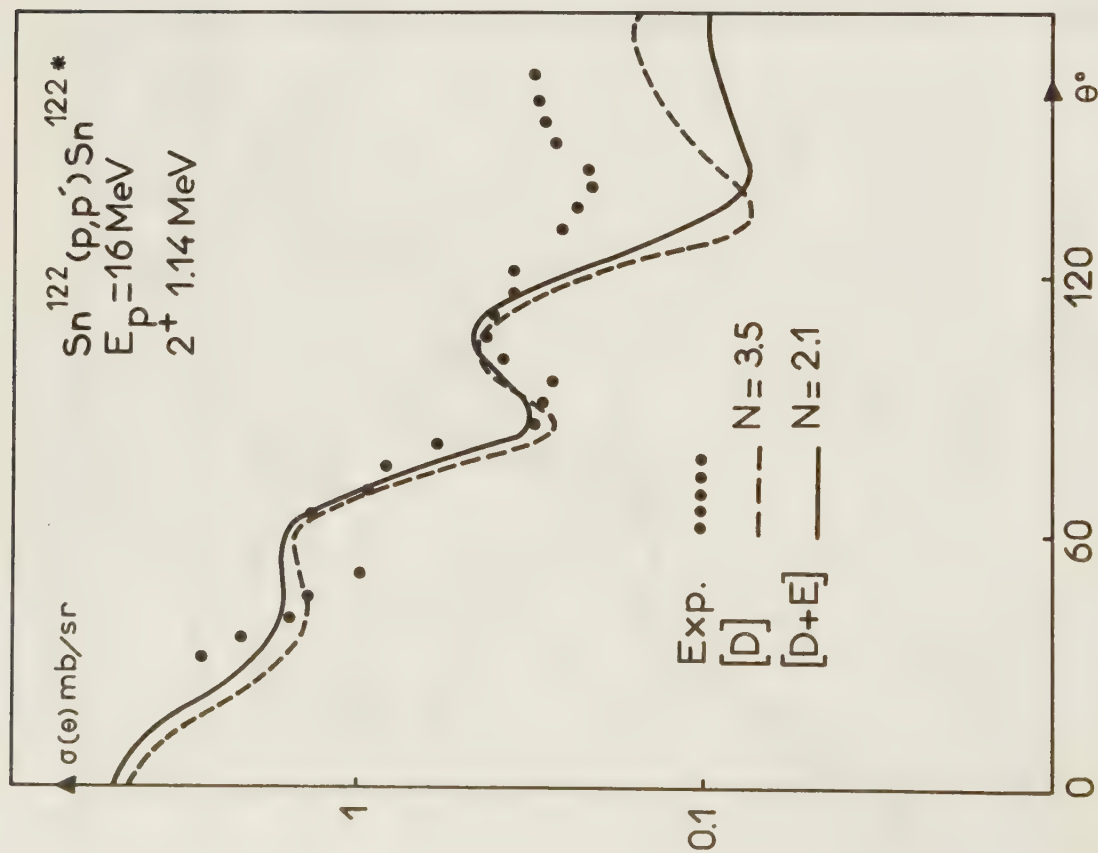


Fig.59 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 2^+ à 1,14 MeV du ^{122}Sn . Conventions de la fig.2.

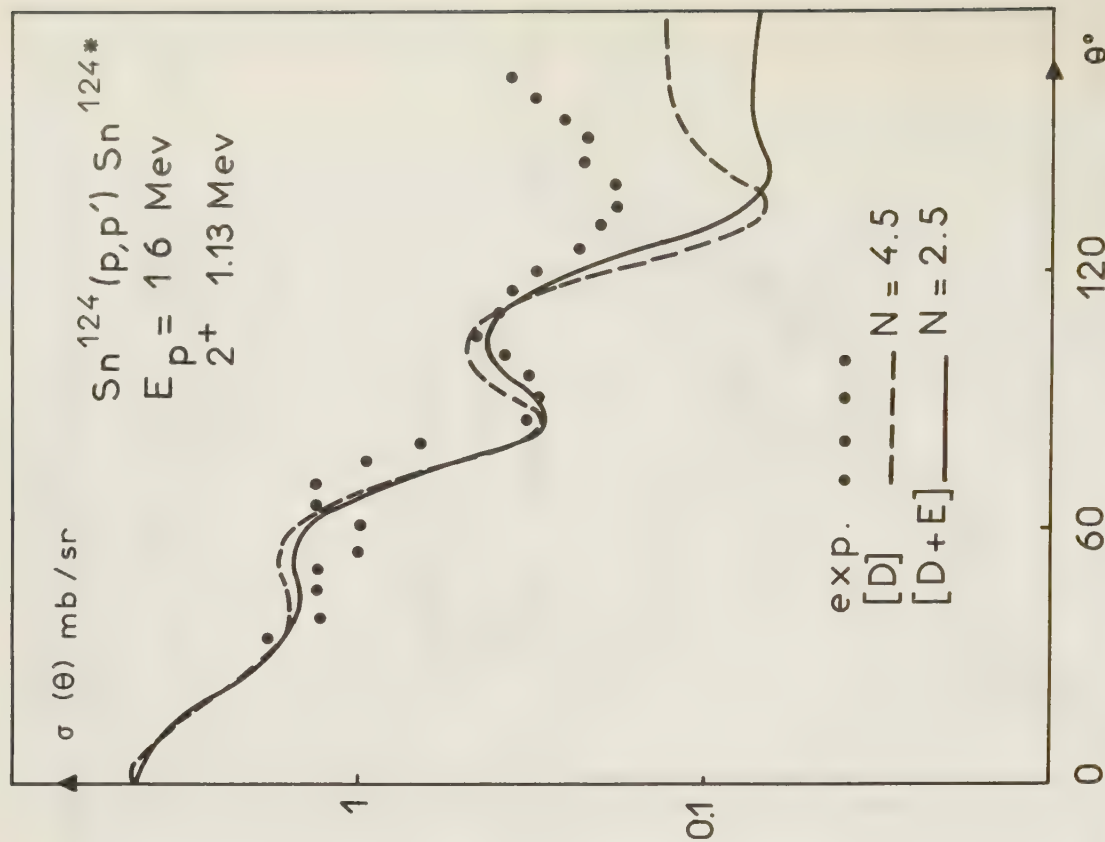


Fig.60 - Section efficace (pp') à 16 MeV. Etat 2^+ à 1,13 MeV du ^{124}Sn . Conventions de la fig.2.

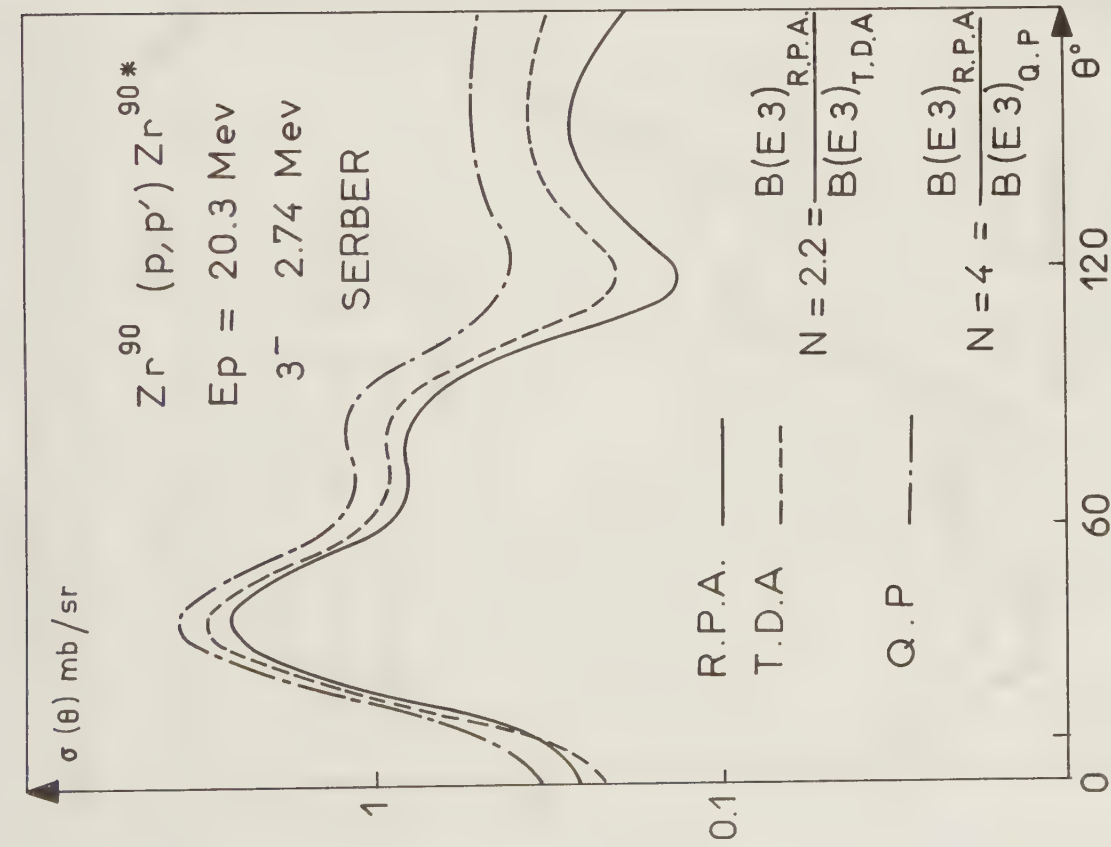


Fig.61 - Comparaison de l'addition cohérente des amplitudes spectroscopiques pour la section efficace et le taux de transition électromagnétique.

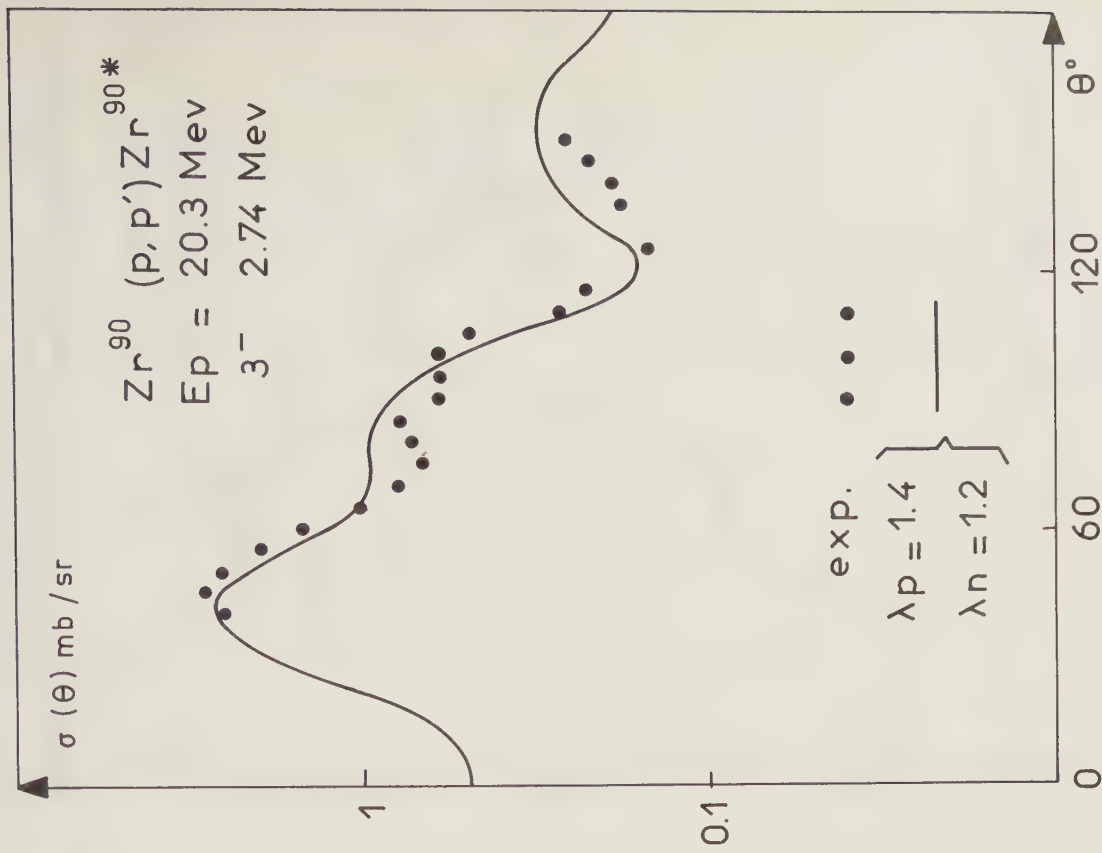


Fig.62 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV après renormalisation des amplitudes spectroscopiques par λ_p et λ_n . Etat 3^- à 2,74 MeV de ^{90}Zr .

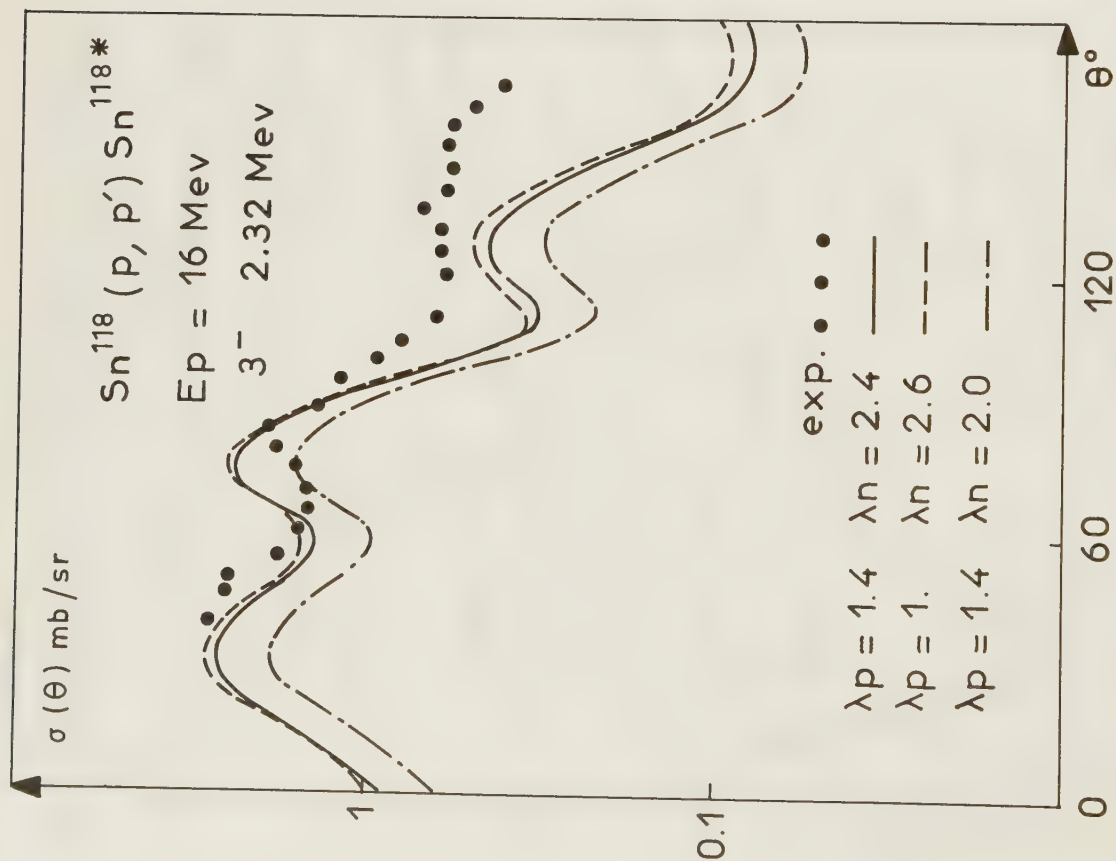


Fig.63 - Section efficace (pp') à 16 MeV après renormalisation des amplitudes spectroscopiques par λ_p et λ_n . Etat 3^- à 2,32 MeV de ^{118}Sn .

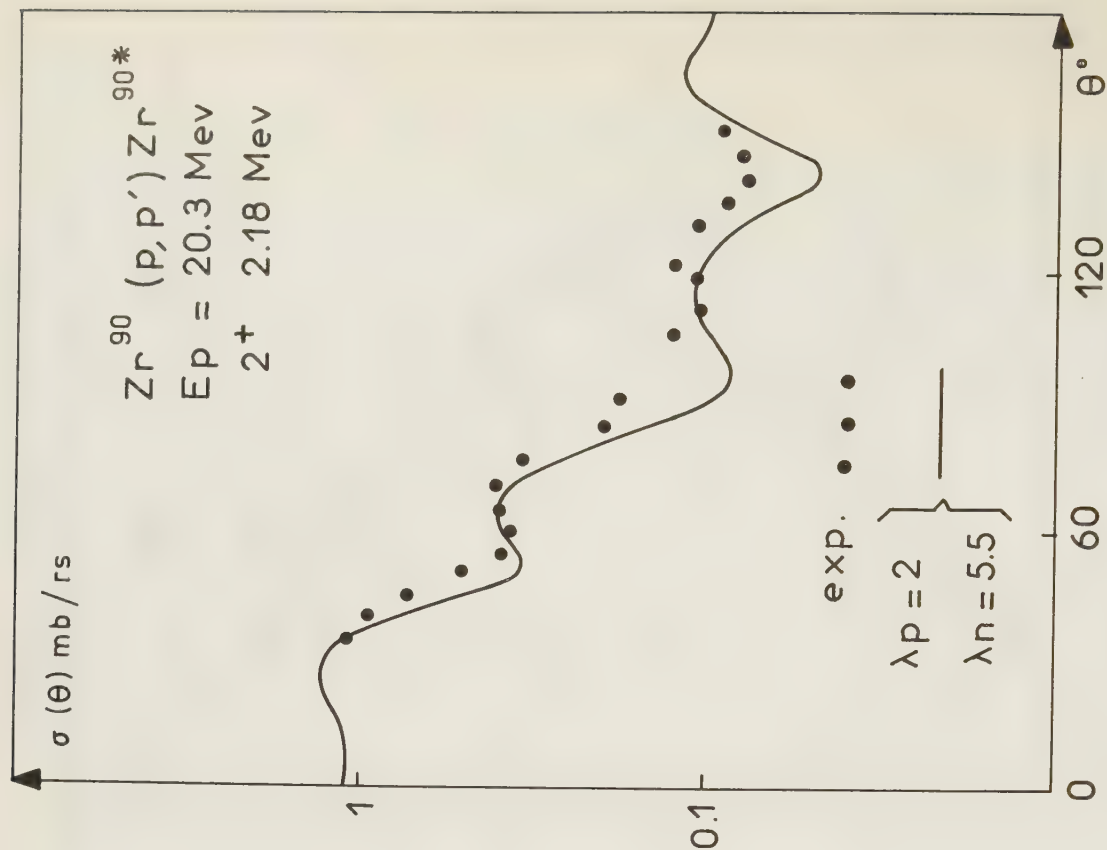


Fig.64 - Section efficace (pp') à 20,3 MeV après renormalisation des amplitudes spectroscopiques par λ_p et λ_n . Etat 2^+ à 2,18 MeV de ^{90}Zr .

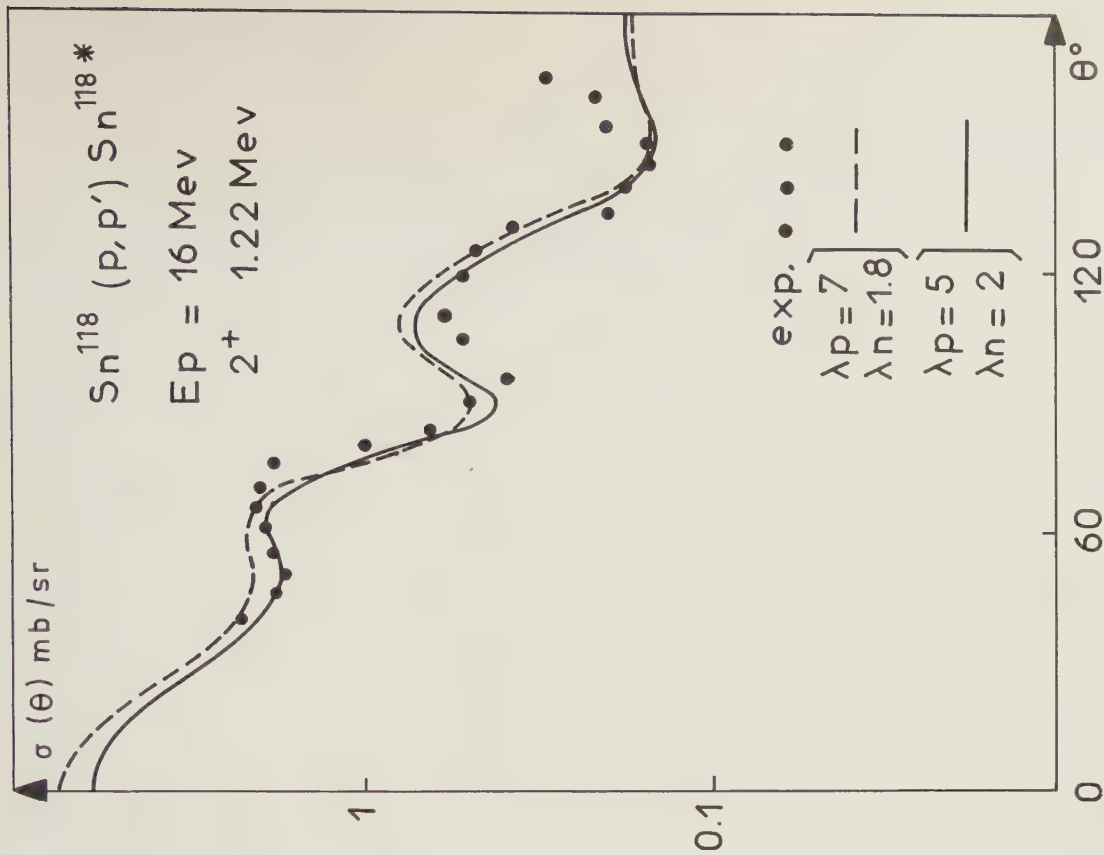


Fig.65 - Section efficace (pp') à 16 Mev après renormalisation des amplitudes spectroscopiques par λ_p et λ_n . Etat 2^+ à 1,22 Mev de ^{118}Sn .

Vu

Le Président du Jury

JEAN

Vu et approuvé

Orsay, le 12 juin 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences
d'Orsay

G. POITOU

